N° d'enregistrement
au C.N.R.S.

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE PARIS VI

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Pierre ADLER

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA FORMATION ET DE L'EVOLUTION D'UNE EMULSION GAZ - LIQUIDE

Soutenue le 1976, devant la Commission d'Examen

MM.	A. FORTIER	Président
	R. COMOLET	Examinateur
	P. ALAIS	Rapporteur
	H. MONDIN	Examinateur
	R. SEMERIA	Rapporteur

N° d'enregistrement
au C.N.R.S.

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE PARIS VI

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Pierre ADLER

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA FORMATION ET DE L'EVOLUTION D'UNE EMULSION GAZ - LIQUIDE

Soutenue le , devant la Commission d'Examen

MM.	A. FORTIER	Président
	R. COMOLET	Examinateur
	P. ALAIS	Rapporteur
	H. MONDIN	Examinateur
	R. SEMERIA	Rapporteur

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Avant - Propos

Je suis tout particulièrement reconnaissant à Monsieur le Professeur Fortier qui a bien voulu assurer la direction de cette thèse et accepter la Présidence du Jury d'examen. L'intérêt qu'il a porté à mon travail et ses conseils m'ont été précieux.

J'exprime mes plus vifs remerciements à Monsieur le Professeur Comolet qui m'a fait l'honneur de juger cette étude.

Monsieur le Professeur Alais a bien voulu accepter la charge de rapporteur. Je tiens à lui exprimer ma gratitude.

Monsieur Mondin, Chef du Département de Transfert et de Conversion d'Energie au Commissariat à l'Energie Atomique, a suivi avec intérêt le déroulement de cette étude et m'a fait l'honneur de juger ce travail. Qu'il trouve ici l'expression de ma reconnaissance.

Monsieur Séméria, Chef du Service des Transferts Thermiques, a bien voulu accepter la charge de rapporteur. Les remarques qu'il m'a faites m'ont été profitables et je l'en remercie chaleureusement.

Je remercie particulièrement Monsieur Porte, Ingénieur au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, qui m'a encouragé tout au long de l'élaboration de cette thèse.

Je remercie enfin Monsieur Lewi ainsi que Messieurs Lécroart, Malplat et Pochard, Ingénieurs au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, et tout le personnel du Service d'Etudes Energétiques pour l'aide précieuse qu'ils m'ont apportée au cours de ce travail.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548104_0015

P L A N

Avertissement : les figures et tables notées alphabétiquement et numériquement se trouvent respectivement dans le texte et en fin de volume.

NOMENCLATURE

INTRODUCTION

CHAPITRE 1 : GENERALITES SUR LES ECOULEMENTS BIPHASIQUES

1.1. Les équations générales
- 1.1.1. Les équations locales instantanées et les conditions d'interface
- 1.1.2. Moyennes spatiales et temporelles
- 1.1.3. Moyennes statistiques
- 1.1.4. Conclusion.

1.2. Quelques notions de base
- 1.2.1. Les régimes d'écoulement
- 1.2.2. Définitions
- 1.2.3. Classification des modèles
- 1.2.4. Conclusion

CHAPITRE 2 : ETUDE DES ECOULEMENTS BIPHASIQUES ETABLIS

2.1. Propriétés générales des écoulements établis à propriétés physiques constantes en canal plan
- 2.1.1. Introduction
- 2.1.2. Notion de perte de pression phasique
- 2.1.3. Propriétés des pertes de pression phasiques
- 2.1.4. Conclusions.

2.2. Théorie asymptotique des écoulements turbulents établis à bulles
2.2.1. Revue bibliographique ; préliminaires
2.2.2. Les lois logarithmiques
2.2.3. Limitations à l'application de la théorie asymptotique
2.2.4. Développements limités par rapport à α_{Gm}
2.2.5. Comparaison avec les résultats expérimentaux
2.2.6. Conclusion.

CHAPITRE 3 : DEFINITION DE L'INSTALLATION ET DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

3.1. Revue bibliographique ; position du problème
3.1.1. Revue bibliographique
3.1.2. Choix de l'émulseur ; similitude
3.1.3. Position du problème.

3.2. Description de l'installation
3.2.1. Description globale
3.2.2. Description des émulseurs
3.2.3. Récapitulation

3.3. Mesures des débits et des pressions statiques
3.3.1. Mesures des débits
3.3.2. Mesures des pressions statiques

3.4. Utilisation des sondes à variation d'impédance
3.4.1. Description ; principe
3.4.2. Montage des sondes et bisondes.
3.4.3. La discrimination des signaux
3.4.4. Traitement statistique des signaux logiques

3.5. Mesure du taux de vide par rayons X ou γ
3.5.1. Introduction
3.5.2. Estimation de A
3.5.3. Calcul du taux de vide
3.5.4. Applications
3.5.5. Généralisations
3.5.6. Conclusion

CHAPITRE 4 : ETUDE DE L'EMULSEUR A SECTION CONSTANTE

4.1. Etude expérimentale
  4.1.1. Les lignes piézométriques de l'installation
  4.1.2. Profils de taux de vide et de vitesse d'interface
  4.1.3. Conclusions et interprétation qualitative des résultats expérimentaux

4.2. Etude théorique de la zone de détente
  4.2.1. Revue bibliographique
  4.2.2. Les équations du problème
  4.2.3. Résolution du système : émulseurs de 200 mm
  4.2.4. Etude des émulseurs de 100 mm
  4.2.5. Conclusion.

CHAPITRE 5 : ETUDE DE L'EMULSEUR A SECTION VARIABLE

5.1. Etude expérimentale
  5.1.1. Les lignes piézométriques de l'installation
  5.1.2. Profils de taux de vide et de vitesse d'interface
  5.1.3. Conclusions et interprétation qualitative des résultats expérimentaux

5.2. Etude théorique
  5.2.1. Généralités
  5.2.2. Résultats et discussion : émulseurs de 200 mm
  5.2.3. Emulseurs de 100 mm

5.3. Conclusion et comparaison avec les émulseurs à section constante

CHAPITRE 6 : ETUDE DE L'INFLUENCE DES CONDITIONS AUX LIMITES AVAL.

6.1. Etude expérimentale
  6.1.1. Les mesures
  6.1.2. Présentation des résultats

6.2. Etude théorique
  6.2.1. Revue bibliographique
  6.2.2. Remarques préliminaires

6.2.3. Calcul de la vitesse de propagation de petites perturbations en écoulement biphasique sans transfert de masse

6.2.4. Calcul de la fréquence de résonnance correspondant aux ondes de densité ; comparaison avec les résultats expérimentaux

6.3. Conclusion

7. CONCLUSION GENERALE

REFERENCES

ANNEXES (Avertissement : le premier numéro renvoie au chapitre)

2.1. Equations et conditions aux limites adimensionnelles pour la loi de paroi

2.2. Equations et conditions aux limites adimensionnelles relatives aux lois déficitaires

2.3. Exemple illustrant la validité des développements par rapport à α_{Gm}

FIGURES

TABLES.

NOMENCLATURE

Avertissements :

- le même symbole peut être attribué à plusieurs grandeurs différentes, mais il n'y a pas d'ambiguïté à l'intérieur d'un même chapitre.
- les symboles utilisés localement et qui n'apparaissent ni dans les figures, ni dans les tables ne sont pas répertoriés.

MAJUSCULES

A	terme correctif à la formule série (ch. 3) rapport des probabilités de présence moyennées linéiquement des phases gazeuse et liquide (ch. 4 et 5)
$\hat{A},\hat{B},\hat{C},\hat{D},\hat{E},\hat{F}$	coefficients des lois logarithmiques (ch. 2)
D	ouverture du diaphragme
D_H	diamètre hydraulique
K_2	intercorrélation spatiale des fonctions indicatrices de phase
L	longueur de l'installation
L_E	longueur de l'émulseur
M	erreur de méthode (ch. 3)
$\mathcal{M}$	majorant de l'erreur de méthode (ch. 3)
M_a, M_H, M_r	nombres de Mach
N	fréquence des fluctuations de pression (ch. 6)
N_*	fréquence adimensionnelle des fluctuations de pression (ch. 6)

R_{*L}	nombre de Reynolds
R_2^k, R_3^k	moyennes surfacique, volumique de la fonction indicatrice de la phase K
R_1, R_2	rayons de courbure principaux de l'interface
S	surface d'une section droite du canal
$T_{i,K}$	transfert de quantité de mouvement
U_K	vitesse débitante de la phase K (toujours calculée par rapport à la section droite S du canal)
$U_{G,a}$	vitesse débitante de la phase gazeuse calculée à la pression atmosphérique
$U_G(x)$	vitesse débitante de la phase gazeuse calculée à la pression régnant au point d'abscisse x
$U_{G,m}$	vitesse débitante de la phase gazeuse calculée à la pression moyenne de l'installation (ch. 6)
$\mathcal{V}$	volume d'intégration
$\mathcal{V}_K$	volume occupé par la phase K à l'intérieur du volume $\mathcal{V}$
V_I	vitesse d'interface mesurée
X_K	fonction indicatrice de la phase K : $X_K = 1$ si la phase K est présente ; $X_K = 0$ dans le cas contraire

MINUSCULES

a	célérité du son dans l'air (compression isotherme) (ch. 6)
a_K	perte de pression phasique
c_a	célérité de l'onde acoustique
c_d	vitesse de l'onde de densité
d	diamètre des orifices des grilles
e	demie hauteur d'un canal plan
$\vec{g}$	accélération de la pesanteur (composantes g_i)

l_c longueur de corrélation des fonctions indicatrices de phase

l_{c*} longueur de corrélation des fonctions indicatrices de phase adimensionnelle : $l_c/\mathfrak{z}$

$\overrightarrow{n_K}$ normale extérieure à la phase K (composantes n_{iK})

p pression absolue
pression relative dans les chapitres 4 et 5

p_* pression adimensionnelle : $p/\rho_L \overline{U}_L^2$

p_{*o} ordonnée à l'origine de la droite de régression en x = 21 cm (ch. 4)

t variable temps

u_{*L} vitesse de frottement

$\overrightarrow{v_K}$ vitesse de la phase K (composantes v_{iK})

$\overrightarrow{v_I}$ vitesse théorique de l'interface

x,y,z ou x_1,x_2,x_3 (employés indifféremment) : système d'axes orthonormés

x_n abscisse du point de mesure

LETTRES GRECQUES

α_K probabilité de présence de la phase K (écoulement stationnaire)

$\alpha = \alpha_G$ par abréviation

α_S taux de vide obtenu par la formule série (ch. 3)

α_{Km} taux de vide dans la région centrale de l'écoulement (ch. 2)

$\overline{\alpha} = \overline{R_2^G}$ (ch. 6)

β_K probabilité de présence de la phase K

σ glissement local

Γ glissement global

ζ largeur du canal

Λ_K	coefficient de perte de charge de la phase K
μ	coefficient d'absorption des rayons X ou σ par l'eau
μ^G	coefficient d'absorption des rayons X ou σ par l'air
μ_K	viscosité dynamique de la phase K
μ_m	viscosité dynamique équivalente du mélange
ν_K	viscosité cinématique de la phase K
ρ_K	masse volumique de la phase K
ρ_m	masse volumique équivalente du mélange
$\rho(Z_1, Z_2)$	coefficient de corrélation des fonctions indicatrices de phase
σ	tension superficielle (ch. 1, 2, 3)
$\frac{\sigma}{m}$	dispersion statistique des résultats (en %)
$\tau_K(0)$, $\tau_K(2e)$, τ_H, τ_B	contraintes pariétales (ch. 2)
$\tau_{ij,K}$	tenseur des contraintes
φ_K	dissipation dans la phase K
$\phi_{K,T}$	transfert instantané aux interfaces relatif à la quantité Ψ_K (ch. 1)
ϕ_K^2, χ^2	coefficients de Lockhart - Martinelli (ch. 1)
Ψ_K	grandeur extensive quelconque relative à la phase K

ELEMENTS DIFFERENTIELS

dv, ds, dl : de volume, de surface, de longueur

INDICES

La convention d'Einstein est appliquée exclusivement aux indices i, j.

i, j	relatif aux composantes
I	relatif aux interfaces
K	relatif à la phase K : K = G : gaz ; K = L : liquide
+, *	indiquent des quantités adimensionnelles

SYMBOLES OPERATOIRES

$\langle\ \rangle$, $\langle\langle\ \rangle\rangle$, $\langle\langle\langle\ \rangle\rangle\rangle$: moyennes linéique , surfacique, volumique

$\overline{\qquad}$ moyenne temporelle

$\sim\sim$ moyenne statistique

Δ laplacien

ABREVIATIONS

CVE 1000 500 (exemple) configuration de l'installation :
notation détaillée dans le paragraphe 3.2.1.

S.C. émulseur à section constante

S.V. émulseur à section variable

INTRODUCTION

L'émulseur, organe de mélange des flux liquide et gazeux, fixe les conditions aux limites amont des écoulements biphasiques. Le but de notre étude est d'en préciser l'influence, à courte distance, sur les caractéristiques du mélange résultant dans le cas particulier du couple eau-air à grande vitesse et fort taux de vide.

Après avoir rappelé les équations générales de la mécanique des fluides biphasiques et précisé un point relatif aux moyennes statistiques, nous présentons dans le premier chapitre les principales connaissances acquises dans ce domaine. Il apparaît que, malgré l'abondance des travaux effectués, même le cas le plus simple de l'écoulement établi ou pseudo-établi est mal connu :

- sur le plan local, ce qui est dû au fait que la mesure des principales quantités est difficile, voire impossible

- sur le plan global, car nombre d'auteurs ont procédé dans des conditions où l'écoulement n'était pas établi à cause des longueurs d'entrée importantes qu'on rencontre généralement

- sur le plan théorique parce que d'une part des modèles incorrects ont été longtemps utilisés et que d'autre part les équations complètes sont très complexes.

On a pu cependant dégager quelques facteurs essentiels tels que le rôle prépondérant de la phase la plus dense et l'importance du taux de vide.

Nous avons donc consacré le second chapitre aux écoulements établis en canal rectangulaire très allongé dont nous donnons quelques propriétés générales dans la première partie en insistant sur l'interprétation physique des notions introduites.

Pour obtenir des relations plus spécifiques, nous appliquons la théorie asymptotique (Fortier, 1970) au cas des écoulements à bulles et à grands nombres de Reynolds. Les hypothèses complémentaires que nous devons faire sont étayées par les remarques précédemment effectuées sur les résultats expérimentaux. Après avoir établi l'existence de lois logarithmiques, nous en développons les coefficients par rapport au taux de vide : les termes d'ordre zéro peuvent être précisés, ce qui permet le calcul de la perte de charge.

Cette formule se compare bien avec l'expérience pour des écoulements verticaux à faible taux de vide, mais aussi et cela est plus surprenant pour des écoulements à bouchons horizontaux.

A titre indicatif, nous montrons que quelques unes de nos mesures locales de taux de vide sont correctement regroupées par une loi logarithmique.

Bien qu'on ne puisse conclure avec certitude, il est évident, d'après ces comparaisons, que cette démarche, si elle est mieux définie par d'autres résultats expérimentaux, semble fructueuse.

Après avoir montré dans la première partie du troisième chapitre la diversité des émulseurs utilisés et résumé quelques publications portant sur des sujets connexes, nous choisissons une structure simple constituée par un émulseur à parois poreuses ou à grilles au travers desquelles l'air est injecté dans la veine liquide. Une étude de similitude permet de dénombrer l'ensemble des paramètres adimensionnels, ce qui nous conduit à redéfinir notre problème de manière originale : sa structure étant fixée, un émulseur est déterminé par un groupe de paramètres géométriques, dont nous devons étudier l'influence à courte distance sur l'émulsion formée.

L'installation horizontale décrite dans la seconde partie est essentiellement composée de l'émulseur suivi d'un canal rectangulaire de section constante. Les débits d'air et d'eau étant imposés, nous pouvons faire varier indépendamment l'une de l'autre chacune des caractéristiques géométriques, que nous récapitulons sous forme dimensionnelle :

- l'angle des plaques, ce qui conduit à des émulseurs à section constante ou variable

- le diamètre des orifices des plaques

- la longueur des plaques

Dans un souci de généralité, nous avons également prévu de modifier les conditions aux limites amont et aval de l'émulseur.

Dans les troisième et quatrième parties, nous décrivons en les critiquant soigneusement les principales mesures que nous avons effectuées en double phase :

- pressions statiques

- taux de vide local obtenu à l'aide des sondes à variations d'impédance

- vitesses d'interface

La cinquième partie est consacrée à la mesure du taux de vide par absorption de rayons X ou σ, procédé couramment utilisé, mais qui pose un problème dans l'interprétation des résultats bruts de comptage. La prise en compte des caractéristiques statistiques des fonctions indicatrices de phase est nécessaire à sa résolution. Nous proposons une nouvelle formule et une estimation des erreurs commises, en nous limitant aux caractéristiques du second ordre que nous pouvons mesurer. Nous donnons un exemple d'application et indiquons les généralisations possibles.

Le quatrième chapitre traite de l'émulseur à section constante.

La première partie expose les résultats expérimentaux que nous avons obtenus et qui permettent de décrire les principaux phénomènes qui se déroulent lors de la formation de l'émulsion.

L'émulseur du fait de sa structure et des caractéristiques des plaques est maintenu à pression constante sur pratiquement toute sa longueur : la quantité d'air injectée dans la veine est très faible et l'influence de la pesanteur est prépondérante.

En fin d'émulseur une variation brutale de la pression due à l'injection de la majeure partie du débit d'air et à une

dissipation importante se produit. La phase gazeuse étant confinée aux parois du fait de sa faible masse volumique, un film d'air à grande vitesse entoure un noyau liquide.

Cette situation instable est rapidement détruite et de part les interactions entre phases l'air est ralenti et migre vers le centre du canal, alors que la phase liquide est accélérée ; ceci se traduit simultanément par une croissance rapide du taux de vide moyen et une variation de la pression. La pesanteur joue un rôle négligeable dans cette évolution. Le paramètre essentiel dégagé par l'analyse quantitative des résultats relatifs à cette zone, dite zone de détente, est le rapport des vitesse débitantes des deux phases conformément aux idées développées dans le premier chapitre.

En fin de détente, et ceci est une des conclusions les plus importantes de l'étude, l'émulsion formée ne dépend déjà pratiquement plus ni des caractéristiques géométriques de l'émulseur, ni des conditions aux limites amont. Ceci est évidemment dû au fait qu'elles influent peu sur la situation en fin d'émulseur.

Les mesures locales montrent que l'écoulement est à bulles. Cependant les gammes de vitesses débitantes étudiées correspondent à un régime établi à bouchons. Ceci est confirmé par la forme des profils de taux de vide et par la valeur moyenne de cette quantité ; l'écoulement présente déjà la structure d'un écoulement à bouchons, mais le temps de séjour dans l'installation est trop faible pour que cet état d'équilibre soit atteint.

La détente est étudiée théoriquement dans la seconde partie. Les hypothèses de couche limite généralement utilisées pour l'analyse des transferts latéraux ne sont évidemment pas applicables à notre cas particulier. Nous avons donc choisi une autre voie qui consiste à expliciter les forces qui s'exercent sur la phase gazeuse : nous modifions pour ce faire la formule classique de la sphère isolée en tenant compte de la masse volumique du milieu et des interactions entre bulles.

Ceci nous permet d'obtenir un système complet d'équations locales que nous intégrons sur une section droite du canal. Les coefficients de corrélation étant supposés égaux à un, ce qui est l'hypothèse la plus courante, il nous reste à définir une loi de

frottement : nous la supposons égale au double de celle de l'écoulement établi, puisque la dissipation est nécessairement plus importante dans notre cas.

Le système d'équations différentielles, après précision des conditions aux limites et intégration numérique, donne des résultats corrects pour les émulseurs de 200 mm.

Enfin quelques problèmes relatifs aux émulseurs de 100 mm ne peuvent être résolus qu'en mettant en cause certaines des mesures de pression que nous avons effectuées : dans ces conditions, le modèle mis au point s'applique également.

Le cinquième chapitre est consacré à l'étude de l'émulseur à section variable.

Les phénomènes qui se déroulent dans cette configuration sont entièrement différents des précédents. En particulier l'influence de la pesanteur est partout visible.

Dans l'émulseur les boîtes à air imposent également une condition de pression constante. Le liquide ne peut donc être accéléré notablement et en première approximation le taux de vide moyenné en surface doit être égal au rapport de la variation de section à la section totale de la veine : l'air est effectivement injecté tout au long de l'émulseur. Mais l'émulsion formée n'est pas du tout bidimensionnelle puisque le décollement du liquide des parois est très sensible aux imperfections de l'installation.

En fin d'émulseur, se produit une variation de pression brutale due à la réalisation de la dissipation dans l'émulseur et, le cas échéant, à l'accélération de la phase liquide. Le paramètre essentiel du problème est encore le rapport des vitesses débitantes.

Après la zone de détente, malgré la non-bidimensionnalité de l'écoulement qui se réduit cependant peu à peu du fait des conditions aux limites imposées par les parois du canal, on obtient des profils de taux de vide qui ont la même allure que précédemment et qui se comparent assez correctement les uns aux autres. De plus le taux de vide moyen est relativement proche des valeurs de l'écoulement à bouchons.

Nous pensons donc qu'en réalité l'influence à courte distance des paramètres géométriques de l'émulseur est faible.

Dans la seconde partie, nous étudions très brièvement la zone de détente ; en supposant que le taux de vide en fin d'émulseur est égal à 0,5 et en incluant la perte de charge due aux dissipations, nous retrouvons sans rien modifier au modèle précédent l'ordre de grandeur des variations de pression ; l'accord est généralement meilleur lorsqu'une détente notable se produit.

Nous dégageons en conclusion les avantages respectifs des émulseurs à sections constante et variable : si les premiers permettent d'obtenir une émulsion mieux définie, c'est au prix d'une variation de pression importante, que les seconds prés de leur régime d'adaptation évitent.

Nous avons consacré le sixième chapitre à un phénomène particulier. En effet pour compléter l'étude de l'influence des conditions aux limites aval sur la formation d'une émulsion, un diaphragme a été placé en bout d'installation dans le cas d'un émulseur à section constante. Cette disposition induisant de grandes fluctuations de pression, il nous a paru nécessaire, du fait de leurs conséquences pratiques, de les étudier tout particulièrement.

Dans la première partie, après avoir décrit les mesures spécifiques qui ont été effectuées, nous présentons et commentons les principaux résultats obtenus. Parmi ceux-ci nous devons citer :

- la mise en évidence d'une fréquence adimensionnelle constante

- le fait que les fluctuations de pression ont l'allure d'oscillations de relaxation.

Dans la seconde partie, après une brève revue bibliographique, quelques considérations simples conduisent à décrire le phénomène en terme d'ondes de continuité, ce qui permet alors d'interpréter l'ensemble des mesures. En adaptant le modèle mis au point pour l'étude de la zone de détente, nous pouvons théoriquement calculer les vitesses de propagation de petites perturbations en écoulement biphasique ; de manière générale ce modèle est caractérisé par la présence d'expressions différentielles dans les transferts de quantité de mouvement entre phases. En utilisant la valeur habituelle du glissement à l'état moyen, nous montrons que

la fréquence adimensionnelle d'origine expérimentale est pratiquement constante pour la gamme de vitesses débitantes étudiées : l'écart entre constantes théorique et expérimentale est faible.

Nous soulignons dans la conclusion générale la cohérence de notre travail et les différentes perspectives qu'il ouvre.

CHAPITRE 1

GENERALITES SUR LES ECOULEMENTS BIPHASIQUES

Il convient de souligner que les écoulements à deux phases se distinguent des écoulements à une phase par l'introduction d'une nouvelle variable qui est le taux de vide et par l'apparition de termes de transfert.

Dans la première partie, nous rappelons les équations générales (Delhaye 1967, 1968, 1969, 1970 ; Vernier, 1968) en indiquant sommairement le mode de démonstration ; nous précisons l'écriture des équations moyennées statistiquement.

La seconde partie présente la terminologie spécifique aux régimes d'écoulement, quelques définitions usuelles et une classification des principaux modèles utilisés. Pour pallier au fait que cette revue est très incomplète, nous avons marqué par un astérisque les livres et articles de synthèse dans notre liste de références.

1.1. LES EQUATIONS GENERALES

Nous nous limiterons au cas où les deux phases sont des fluides newtoniens et où les forces de volume sont réduites à la pesanteur. Les interfaces sont supposées être des surfaces (au sen mathématique) de discontinuité des propriétés physiques, des vitesses... ; elles ont une probabilité de présence nulle en un poin

1.1.1. Les équations locales instantanées et les conditions d'interface.

1.1.1.1. Les équations locales instantanées

A partir de la relation de conservation d'une quantité Ψ_K dans un volume macroscopique quelconque, mais totalement inclu dans une seule phase, on obtient une équation locale par les méthodes classiques (Truesdell, 1960) :

$$\frac{\partial \rho_K \Psi_K}{\partial t} + \operatorname{div} \rho_K \Psi_K \vec{v}_K = - \operatorname{div} \vec{i} (\Psi_K) + \rho_K S (\Psi_K)$$

$\vec{i} (\Psi_K)$ désignant le flux de Ψ_K pénétrant dans le volume initial, $S (\Psi_K)$ la source de Ψ_K à l'intérieur du volume.

Les équations locales usuelles peuvent être déduites du tableau suivant :

Equation	Ψ_K	$\vec{i}\ (\Psi_K)$	$S\ (\Psi_K)$
Continuité	1	0	0
Quantité de mouvement	$\vec{v}_K$	$p_K \cdot \delta_{ij} - \mu_K \cdot \left(\frac{\partial v_{iK}}{\partial x_j} + \frac{\partial v_{jK}}{\partial x_i} \right)$	$\vec{g}$
Energie	$\frac{1}{2} \vec{v}_K^2 + E_K$	$\left[p_K \cdot \delta_{ij} - \mu_K \left(\frac{\partial v_{iK}}{\partial x_j} + \frac{\partial v_{jK}}{\partial x_i} \right) \right] \cdot \vec{v}_K + \vec{\lambda}_K$	$\vec{g} \cdot \vec{v}_K$

où E_K et $\vec{\lambda}_K$ représentent respectivement l'énergie interne et le flux de chaleur.

1.1.1.2. Les conditions d'interface

Etant donné la relation de conservation de Ψ_K dans un volume macroscopique quelconque, qui contient une interface, on obtient en faisant tendre ce volume vers une portion de surface de l'interface :

$$\sum_{K=L,G} \phi_{K,T} + \text{div} \left[T(\Psi) \cdot \delta_{ij} \right] + 2\, T(\Psi) \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \cdot \vec{n}_G = 0$$

$\phi_{K,T}$ est le terme de transfert relatif à la quantité Ψ_K ; il est défini par :

$$\phi_{K,T} = \left[\rho_K \Psi_K \cdot (\vec{v}_K - \vec{v}_I) + \vec{i}\ (\Psi_K) \right] \cdot \vec{n}_K$$

$\vec{n}_K$ étant la normale dirigée vers l'extérieur de la phase K ;
$T(\Psi)$ est respectivement égal à 0, $-\sigma$, $-\sigma \cdot \vec{v}_I$ dans les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie.

1.1.2. Moyennes spatiales et temporelles

1.1.2.1. Moyennes spatiales

On déduit l'équation de conservation de la quantité Ψ_K moyennée en volume à partir de l'équation locale en appliquant les théorèmes généraux :

$$\frac{d}{dt}\left(R_3^K \langle\langle\langle \rho_K \Psi_K \rangle\rangle\rangle\right) = R_3^K \langle\langle\langle \rho_K S(\Psi_K) \rangle\rangle\rangle - \frac{1}{\mathcal{V}} \cdot \int_{\Sigma_K} \phi_{K,T}\, ds$$

avec $R_3^K = \frac{1}{\mathcal{V}} \cdot \int_{\mathcal{V}} X_K \cdot dv$

$\langle\langle\langle \Psi_K \rangle\rangle\rangle = \frac{1}{\mathcal{V}_K} \cdot \int_{\mathcal{V}_K} \Psi_K \cdot dv$: moyenne volumique phasique.

$\mathcal{V}$ domaine d'intégration ; $\mathcal{V}_K$ domaine occupé par la phase K à l'intérieur de $\mathcal{V}$.

Σ_K surface de $\mathcal{V}_K$.

L'équation de conservation de la quantité Ψ_K moyennée surfaciquement est obtenue à partir de la précédente :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(R_2^K \langle\langle \rho_K \Psi_K \rangle\rangle\right) + \frac{\partial}{\partial x_1}\left(R_2^K \langle\langle \rho_k v_{1K} \Psi_K \rangle\rangle\right)$$

$$= -\frac{\partial}{\partial t}\left(R_2^K \langle\langle \vec{i}(\Psi_K) \cdot \vec{n}_1 \rangle\rangle\right) + R_2^K \langle\langle \rho_K S(\Psi_K) \rangle\rangle$$

$$-\frac{1}{S} \cdot \oint_{\mathcal{S}} \phi_{K,T} \frac{dl}{\vec{n}_K \cdot \vec{n}_{K\mathcal{S}}} - \frac{1}{S} \oint_{\mathcal{C}_K} \phi_{K,T} \cdot dl$$

l'axe x_1 de vecteur unitaire $\vec{n}_1$ est perpendiculaire à la surface d'intégration S ; $\vec{n}_{K\mathcal{S}}$ est le vecteur unitaire normal à l'intersection $\mathcal{S}$ de l'interface avec S, dans le plan de section ; $\mathcal{C}_K$ est l'intersection de S_K (portion de la surface S occupée par la phase K) avec le cas échéant la paroi de la conduite. R_2^K et le symbole $\langle\langle$ $\rangle\rangle$ ont des significations analogues à celles données précédemment.

1.1.2.2. Moyennes temporelles (écoulements stationnaires)

Définissons au préalable α_K, probabilité de présence de la phase K et $\overline{\Psi_K}$, moyenne temporelle phasique de la grandeur Ψ_K, par les relations :

$$\alpha_K = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T}\int_o^T X_K \, . \, dt \qquad \overline{\Psi}_K = \lim_{T\to\infty} \frac{\int_o^T X_K \, . \, \Psi_K \, . \, dt}{\int_o^T X_K \, . \, dt}$$

On déduit aisément de l'équation de conservation multipliée par X_K l'équation locale moyennée en remarquant que les termes d'interface proviennent du fait que les bornes d'intégration (qui sont les instants de passage T (x, y, z, t) des interfaces) dépendent de l'espace et du temps :

$$\text{div } \alpha_K \, \overline{\rho_K \, \Psi_K \, \vec{v}_K} = - \text{div } \alpha_K \, \overline{\vec{i}(\Psi_K)} + \alpha_K \, \overline{\rho_K \, S(\Psi_K)}$$

$$- \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \sum_{\text{int.}} \phi_{K,T} \left| \overrightarrow{\text{grad}} \, T \, (x,y,z,t) \right|$$

1.1.2.3. Equations doublement moyennées

On démontre (Vernier, 1968) que les opérateurs de moyennes spatiale et temporelle appliqués aux équations locales ou aux grandeurs biphasiques commutent.

1.1.3. Moyennes statistiques

La formulation qui conduit à ces équations (Delhaye, 1968, 1969 ; Vernier, 1968) étant à notre avis très insuffisante, nous reprenons ce point par la méthode des équations moyennées en volume (Saffman, 1971).

Moyennons statistiquement la relation de conservation intégrée au préalable dans un volume $\mathcal{V}$, qui contient éventuellement des interfaces. En faisant tendre le volume $\mathcal{V}$ vers zéro, nous obtenons alors :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\beta_K \, \overbrace{\rho_K \, \Psi_K}) + \text{div } (\beta_K \overbrace{\rho_K \, \Psi_K \, \vec{v}_K}) + \text{div } \beta_K \, \overbrace{\vec{i}\,(\Psi_K)} - \beta_K \overbrace{\rho_K \, S\,(\Psi_K)}$$

$$= - \lim_{\mathcal{V}\to o} \left[\frac{1}{\mathcal{V}} \cdot \lim_{N\to\infty} \frac{1}{N} \left(\sum_1^{N_I} \int_{\Sigma_I} \phi_{K,T} \, . \, d\, s_I \right) \right]$$

N désignant le nombre d'expériences et N_I le nombre de fois où une interface coupe le volume $\mathcal{V}$; β_K représente la probabilité de présence de la phase K.

Nous procédons de cette manière car si on moyenne directement l'équation locale, on peut commettre l'erreur d'omettre les termes de transfert, puisque les interfaces ont une probabilité de présence nulle en un point. Ce qui suit a donc pour but de montrer que ces termes sont bien définis.

Toutes les opérations mathématiques étant de deux types (interversion de limites, la limite d'un produit est égal au produit des limites), nous pouvons écrire :

$$\lim_{\mathcal{V}\to 0} \frac{1}{\mathcal{V}} \cdot \left[\lim_{N\to\infty} \frac{\sum_1^{N_I(\mathcal{V})} \int_{\Sigma_I} \phi_{K,T} \cdot d s_I}{N} \right] =$$

$$\underset{\sim}{\phi}_{K,T} \cdot \left\{ \lim_{\mathcal{V}\to 0} \frac{1}{\mathcal{V}} \cdot \left[\lim_{N\to\infty} \frac{\sum_1^{N_I(\mathcal{V})} \int_{\Sigma_I} d s_I}{N} \right] \right\}$$

$\underset{\sim}{\phi}_{K,T}$ désigne le flux de transfert moyen :

$$\underset{\sim}{\phi}_{K,T} = \lim_{\mathcal{V}\to 0} \frac{1}{\mathcal{V}} \left[\lim_{N\to\infty} \frac{\sum_1^{N_I(\mathcal{V})} \int_{\Sigma_I} \phi_{K,T}\, d s_I}{\sum_1^{N_I(\mathcal{V})} \int_{\Sigma_I} d s_I} \right]$$

En posant : $\mathcal{V} = dx \cdot dy \cdot dz$ $\qquad a_I = \lim_{dy,dz\to 0} \dfrac{\int_{\Sigma_I} d s_I}{dy \cdot dz}$

nous avons donc :

$$\lim_{\mathcal{V}\to 0} \frac{1}{\mathcal{V}} \cdot \left[\lim_{N\to\infty} \frac{\sum_{1}^{N_I(\mathcal{V})} \int_{\Sigma_I} d s_I}{N} \right] =$$

$$\lim_{dx\to 0} \frac{1}{dx} \cdot \left[\lim_{N\to\infty} \left(\frac{N_I(dx)}{N} \cdot \frac{\sum_{1}^{N_I(dx)} a_I}{N_I(dx)} \right) \right]$$

Si g désigne la densité de probabilité de trouver une interface dans l'intervalle de longueur dx, h la valeur de $\lim_{dx\to 0} \lim_{N\to\infty} \frac{\sum_{1}^{N_I(dx)} a_I}{N_I(dx)}$, le terme de transfert est égal au produit $g.h.\tilde{\tilde{\Phi}}_{K,T}$ qui est bien défini si les interfaces ont une probabilité de présence nulle en un point.

1.1.4. Conclusion

Il nous semble que les équations présentées constituent la base théorique non modifiable de l'étude des écoulements biphasiques ; leur formulation peut être améliorée par utilisation des distributions (Lewi, 1973 a), de notions topologiques précises (Drew, 1971 a et b), des tenseurs, ..., mais les efforts doivent plutôt porter sur leur application effective, rendue difficile par la présence des termes de transfert.

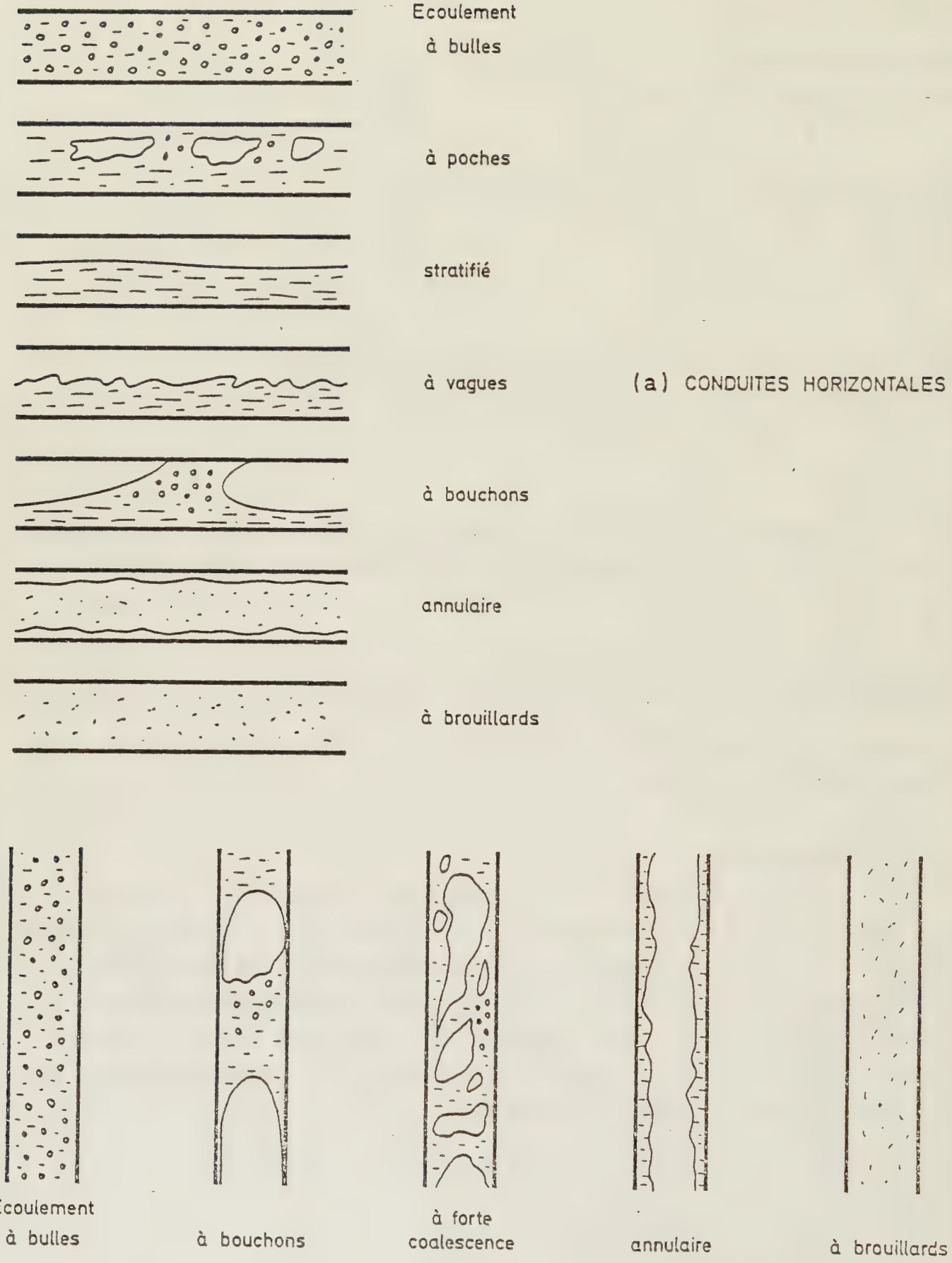


Fig. 1.A_ Configurations d'écoulements en conduites

1.2. QUELQUES NOTIONS DE BASE

1.2.1. Les régimes d'écoulement.

Les écoulements biphasiques sont caractérisés par l'existence de différents régimes, qui correspondent chacun à des propriétés particulières des fonctions indicatrices de phase.

A débit gazeux croissant, on observe les principaux régimes suivants qui sont illustrés dans la figure 1.A. (Fabréga, 1970):

- dans les conduites horizontales : écoulements à bulles (bubble flow), à poche (plug f.), stratifiés (stratified f.), à vagues (wavy f.), à bouchons (slug f.), annulaires (annular f.), à brouillard (spray f.)

- dans les conduites verticales : écoulements à bulles, à poches ou à bouchons, à forte coalescence (churn f.), annulaire, à brouillard (mist or spray f.).

On appelle cartes d'écoulements des diagrammes permettant de préciser le régime à partir des quantités globales définissant le mélange (vitesses débitantes des deux phases...). Il convient de remarquer que l'identification précise d'un régime est parfois difficile car elle se fait visuellement, que la limite entre deux régimes est en réalité une zone de transition, que les diverses expériences n'ont pas eu lieu dans les mêmes conditions ; il n'est donc pas étonnant de constater que les diverses cartes ne sont pas en très bon accord ; les plus connues sont données par Fabréga (1970).

Al-Sheikl (1970) essaie de donner une solution à ce problème en compilant de nombreux résultats expérimentaux, mais une analyse des forces prépondérantes conduisant à déterminer des critères de transition fait défaut.

1.2.2. Définitions

1.2.2.1. Taux de vide, glissement, titre

Les deux premières grandeurs peuvent être définies de

manière locale et globale :

- localement :

$\alpha = \alpha_G = \overline{X_G}$: taux de vide ou probabilité de présence de la phase gazeuse.

$\sigma = \frac{\overline{v_{1G}}}{\overline{v_{1L}}}$: glissement selon la direction principale de l'écoulement.

- globalement, c'est-à-dire en intégrant sur une section droite du canal :

$$<< \alpha >> = \frac{1}{S} \int_S \alpha \, . \, ds$$

$$\Gamma = \frac{\overline{U_G}}{\overline{U_L}} \, . \, \frac{1 - << \alpha >>}{<< \alpha >>}$$

Le titre est égal au rapport du débit massique gazeux sur le débit massique total :

$$X = \frac{\rho_G \, \overline{U_G}}{\rho_G \, \overline{U_G} + \rho_L \, \overline{U_L}}$$

Ces définitions impliquent les deux relations :

$$\frac{X}{1-X} = \frac{\rho_G}{\rho_L} \, . \, \Gamma \, \frac{<< \alpha >>}{1 - << \alpha >>} \; ; \; << \alpha >> = \frac{\overline{U_G}}{\overline{U_G} + \Gamma \, \overline{U_L}}$$

Remarquons enfin que le glissement local σ n'est égal au glissement global Γ que si les profils de vitesse sont plats, qu'il peut y avoir glissement global sans qu'il y ait glissement local par le simple jeu des profils de vitesse et de taux de vide.

1.2.2.2. Décomposition de la perte de pression en conduite.

Dans le cas d'un écoulement stationnaire, elle est égale à la somme de trois termes que nous préciserons dans le chapitre 2 : perte de pression hydrostatique, perte de pression par accélération (due par exemple à la variation de masse volumique de la phase gazeuse), perte de pression par frottement.

1.2.3. Classification des modèles (d'après Fabréga, 1973).

Un modèle doit permettre la prévision du taux de vide << α >> et de la perte de pression par frottement. Dans la grande majorité des cas, les modèles font appel, du fait de la complexité des équations, à des résultats expérimentaux dont nous donnons quelques exemples dans le cas des écoulements établis.

Nous avons adopté un classement par ordre de difficulté croissante.

1.2.3.1. Les modèles homogènes monodimensionnels.

L'hypothèse d'homogénéité consiste à considérer les deux phases comme un fluide unique de masse volumique ρ_m et de viscosité dynamique μ_m. Le glissement local étant supposé égal à 1, le taux de vide est connu.

Si ρ_m est généralement donné par $\alpha \rho_G + (1-\alpha) \rho_L$, plusieurs formules sont proposées pour le calcul de μ_m (Wallis, 1969) ; elles permettent toutes de retrouver la viscosité de chaque phase quand elle est seule présente, mais leur multiplicité ne traduit que l'impossibilité de les établir sur des considérations physiques solides.

Toutes les relations classiques de simple phase peuvent être appliquées au fluide équivalent ; elles ne conduisent à des résultats corrects que dans le cas d'écoulements finement dispersés.

1.2.3.2. Les modèles homogènes à profils.

Basés sur l'hypothèse d'homogénéité locale, ils visent en particulier à donner une meilleure estimation du taux de vide moyen.

Dans cette optique, nous pouvons signaler le modèle de Bankoff (1960). En supposant qu'il n'y a pas de glissement local, on obtient la relation :

$$<< \alpha >> = K \cdot \frac{\overline{U}_G}{\overline{U}_G + \overline{U}_L}$$

La valeur du paramètre de Bankoff K est déduite de résultats expérimentaux (Armand, 1960 ; Hughmark, 1962) : elle est, par exemple, égale à 0,835 pour des écoulements horizontaux à bouchons. Le glissement global est donc dans ce cas donné par :

$$\Gamma = 0{,}2.\frac{\overline{U}_G}{\overline{U}_L} + 1{,}2 \ .$$

Nous détaillerons dans le second chapitre une théorie basée sur des hypothèses de longueur de mélange (Levy, 1963).

1.2.3.3. Les modèles à phases séparées.

Les phases étant considérées séparément, les termes de transfert posent des problèmes difficiles, qu'on résoud en faisant appel à des résultats expérimentaux.

En écoulement vertical, on peut utiliser les paramètres de Zuber (Zuber, 1965 ; Kroeger, 1968) pour calculer le taux de vide moyen.

La perte de pression par frottement peut être obtenue à partir de nombreux modèles, mais le plus connu est certainement celui de Martinelli. On y admet que la perte de pression par frottement s'exprime en fonction des vitesses débitantes et des diamètres hydrauliques D_G et D_L (à définir) par les relations :

$$-\left(\frac{d\bar{p}}{dx}\right)_f = \frac{\Lambda_L}{D_L} \cdot \rho_L \cdot \frac{\overline{U}_L^2}{2} = \frac{\Lambda_G}{D_G} \cdot \rho_G \cdot \frac{\overline{U}_G^2}{2}$$

$-\left(\frac{d\bar{p}}{dx}\right)_{f,K}$ représentant la perte de charge de la phase K circulant seule dans le conduit avec la même vitesse débitante, on pose :

$$\chi^2 = \frac{\left(\frac{d\bar{p}}{dx}\right)_{f,G}}{\left(\frac{d\bar{p}}{dx}\right)_{G,L}} \qquad \phi_L^2 = \frac{\left(\frac{d\bar{p}}{dx}\right)_f}{\left(\frac{d\bar{p}}{dx}\right)_{f,L}} \qquad \phi_G^2 = \frac{\left(\frac{d\bar{p}}{dx}\right)_f}{\left(\frac{d\bar{p}}{dx}\right)_{f,G}}$$

On suppose de plus que $<< \alpha >>$ et ϕ_L^2 ne dépendent que de χ et du régime d'écoulement de chaque phase (laminaire ou

turbulent). Les corrélations correspondantes sont données dans tous les ouvrages de synthèse pour le couple eau-vapeur et pour différents couples liquide-air sans transfert de masse ou de chaleur (nous nous occuperons exclusivement de ce cas par la suite).

En fait des relations simples apparaissent quand on relie ϕ_L^2 et $(1 - \langle\langle \alpha \rangle\rangle)$; pour des écoulements horizontaux et verticaux, elles peuvent se mettre sous la forme :

$$\phi_L^2 = \frac{a}{(1 - \langle\langle \alpha \rangle\rangle)^r}$$

Roumy (1965) a effectué, de ce point de vue, une synthèse des résultats expérimentaux.

Pour des écoulements horizontaux à bouchons, Hughmark (1965) propose les valeurs suivantes :

$$a = 1 \qquad r = 1{,}75$$

En supposant que la perte de charge en simple phase est donnée par la loi de Blasius, la formule précédente peut s'écrire, D_H étant le diamètre hydraulique :

$$-\frac{1}{\rho_L \bar{U}_L^2}\left(\frac{d\bar{p}}{d\left(\frac{x}{D_H}\right)}\right)_f = \frac{0{,}316}{2\left(\frac{\bar{U}_L D_H}{\nu_L}\right)^{1/4}} \cdot (1 - \langle\langle \alpha \rangle\rangle)^{-1{,}75}$$

avec : $\langle\langle \alpha \rangle\rangle = 0{,}835 \cdot \frac{\bar{U}_G}{\bar{U}_L} \cdot \left(1 + \frac{\bar{U}_G}{\bar{U}_L}\right)^{-1}$

Dans cette mise sous forme adimensionnelle, le nombre de Reynolds a peu d'influence ; le paramètre essentiel est en réalité le taux de vide moyen $\langle\langle \alpha \rangle\rangle$, ou le rapport $\frac{\bar{U}_G}{\bar{U}_L}$ qui lui est équivalent.

Ce type de représentation, que nous justifierons dans le second chapitre à partir de considérations théoriques, sera constamment utilisé au cours de notre travail.

1.2.3.4. Les modèles généraux.

Cette catégorie comprend les modèles directement déduits des équations générales.

. Deux types de difficultés doivent être résolus (Delhaye 1970) : explicitation des termes de corrélation et des termes de transfert.

Le second problème est d'autant moins simple que d'une part les expressions d'origine théorique ont des champs d'application extrêmement limités et que d'autre part les expressions d'origine expérimentale sont tirées d'expériences ayant peu de rapport avec les conditions où on les utilise (bulles isolées...

Enfin, nous signalerons une transformation des termes de transfert (Lewi, 1973 a) qui vise à les rendre plus maniables.

1.2.4. Conclusion

En réalité, non seulement la connaissance que nous avons des écoulements biphasiques reste très empirique du fait de la complexité des problèmes posés, mais encore elle est très mal assurée ; on ne peut manquer d'être surpris, en consultant un ouvrage de synthèse, de l'abondance des solutions proposées, la meilleure règle pour l'utilisateur étant de choisir celle qui a été obtenue dans les conditions les plus proches des siennes.

Quatre facteurs ont en effet limité la progression de la connaissance dans ce domaine :

- la complexité des équations
- la difficulté des mesures locales et globales
- le grand nombre de paramètres de similitude
- les longueurs d'établissement importantes : quelques centaines de diamètres hydrauliques pour des écoulements annulaires ou à bouchons (Brodkey, 1967 ; Whalley, 1974).

Ce dernier facteur a évidemment une incidence directe sur la généralité des résultats expérimentaux obtenus. Deux écoulements non-établis ne sont pas comparables, puisqu'ils dépendent encore des conditions aux limites amont, et on peut en effet

penser avec Brodkey (1967) qu'une bonne part des discordances entre les résultats des différents auteurs est due à ce phénomène.

En conséquence, il nous a semblé utile d'étudier au préalable les écoulements établis, avant de passer au cas plus complexe de la formation d'une émulsion.

CHAPITRE 2

ETUDE DES ECOULEMENTS BIPHASIQUES ETABLIS.

La théorie asymptotique, que nous utilisons après avoir détaillé quelques propriétés des écoulements établis, est particulièrement féconde dans la mesure où, partant de considérations générales, elle permet d'obtenir des relations fonctionnelles suffisamment précises sans qu'il soit nécessaire ni d'expliciter les termes d'interface, ni de résoudre à proprement parler les équations.

Après avoir étayé au mieux les hypothèses que nous devons faire, nous déduisons quelques résultats qui se comparent bien avec l'expérience.

Ce chapitre a fait l'objet de trois publications (Adler, 1972 a,b,c).

2.1. PROPRIETES GENERALES DES ECOULEMENTS ETABLIS A PROPRIETES PHYSIQUES CONSTANTES EN CANAL PLAN

2.1.1. Introduction

A partir des équations générales, nous allons introduire et préciser quelques notions en utilisant les hypothèses suivantes :

a. les fluides sont newtoniens

b. il n'y a pas de transfert de masse entre phases et l'écoulement est isotherme.

c. les propriétés physiques des fluides sont constantes

d. l'écoulement est stationnaire en moyenne

e. l'écoulement est statistiquement plan et l'écoulement moyen est parallèle à la ligne de plus grande pente du canal

f. l'écoulement est établi

Comme l'indique la figure 2.A, l'axe x_1 est dans la direction principale de l'écoulement, x_2 est perpendiculaire à la paroi, et x_3 est perpendiculaire aux deux précédents. L'épaisseur du canal est égale à 2e.

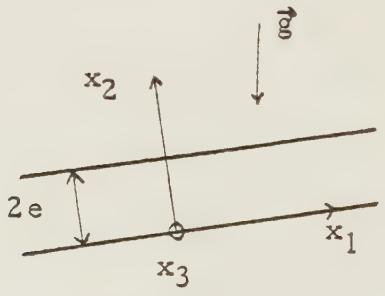


Fig. 2.A.

2.1.2. Notion de perte de pression phasique

2.1.2.1. Les équations moyennées

Les hypothèses a,b,c,d permettent d'écrire les équations moyennées données dans le chapitre 1 sous la forme :

- équations de continuité : $\dfrac{\partial \alpha_K \ \overline{v}_{iK}}{\partial x_i} = 0 \qquad K = G,L$

- équations de quantité de mouvement en projection sur l'axe i :

$$\rho_K \cdot \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_K \ \overline{v_{iK} \ v_{jK}}) = -\frac{\partial}{\partial x_i} (\alpha_K \ \overline{p}_K) + \mu_K \cdot \Delta (\alpha_K \overline{v}_{iK}) + \alpha_K \rho_K g_i + T_{i,K}$$

g_i et $T_{i,K}$ désignent respectivement les composantes sur l'axe i de la pesanteur et du transfert de quantité de mouvement.

2.1.2.2. Utilisation des équations de continuité

En utilisant les hypothèses e et f, les équations de continuité se réduisent à :

$$\frac{\partial}{\partial x_2} \quad (\alpha_K \ \overline{v}_{2K}) = 0$$

La quantité $\alpha_K \ \overline{v}_{2K}$ est donc constante au travers du canal. Mais si la probabilité de présence de la phase K n'est pas nulle à la paroi, l'hypothèse générale d'adhérence entraîne que $\overline{v}_{2K}$ est nul, donc le produit $\alpha_K \ \overline{v}_{2K}$ est nul partout. La même conclusion s'impose dans le cas contraire, puisqu'alors α_K est nul à la paroi.

On en déduit que nécessairement : $\overline{v}_{2K} = 0$.

2.1.2.3. Utilisation des équations de quantité de mouvement

D'après les hypothèses e et f et ce qui précède, nous pouvons les mettre sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial x_2} (\alpha_K \rho_K \ \overline{v_{1K} \ v_{2K}}) = -\frac{\partial (\alpha_K \overline{p}_K)}{\partial x_1} + \mu_K \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} (\alpha_K \overline{v}_{1K}) + \alpha_K \rho_K g_1 + T_{1,K}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_2} (\alpha_K \rho_K \overline{v_{2K}^2}) = -\frac{\partial (\alpha_K \overline{p}_K)}{\partial x_2} + \alpha_K \rho_K g_2 + T_{2,K}$$

Nous obtenons en dérivant la seconde équation par rapport à x_1 :

$$\frac{\partial}{\partial x_2}\left[\frac{\partial \alpha_K \overline{p}_K}{\partial x_1}\right] = 0$$

Comme d'après la première équation, $\frac{\partial \alpha_K \overline{p}_K}{\partial x_1}$ ne peut dépendre que de x_2, nous avons nécessairement :

$$\frac{\partial \alpha_K \overline{p}_K}{\partial x_1} = \alpha_k \cdot \frac{\partial \overline{p}_K}{\partial x_1} = -a_K = \text{constante.}$$

La constante a_K sera appelée, faute d'une terminologie plus appropriée, la perte de pression phasique : cette appellation sera en partie justifiée en 2.1.3.1.

2.1.3. Propriétés des pertes de pression phasiques.

2.1.3.1. Généralités et hypothèse complémentaire

Remarquons tout d'abord que $\overline{p}_K$ est une fonction linéaire de x_1, ce qui est bien la caractéristique des écoulements établis. Si nous faisons de plus l'hypothèse d'isobaricité phasique ($p_G = p_L = p$), les relations de définition des pertes de pression phasiques peuvent être additionnées pour obtenir :

$$a_G + a_L = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_1}$$

La perte de pression totale, ou mieux biphasique, est donc égale à la somme des pertes de pression phasiques : cette relation permet de justifier en partie la terminologie employée pour a_K.

Enfin la perte de pression biphasique est due à l'action de la pesanteur et à la dissipation visqueuse : nous allons utiliser le théorème de l'énergie cinétique pour mieux expliciter ce dernier terme.

2.1.3.2. Théorème de Bernoulli généralisé et pertes de charge

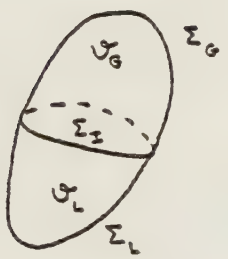
Appliquons le théorème de l'énergie cinétique à la phase K incluse dans le volume ϑ (les notations sont précisées par la figure 2.B); sous les hypothèses a, b, c, nous obtenons :

$$\int_{\vartheta_K} \frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_K \frac{\vec{v}_K^2}{2} - \rho_K g_i x_i\right).dv + \int_{\Sigma K}\left[\rho_K\left(\frac{\vec{v}_K^2}{2} - g_i x_i\right) + p_K\right].\vec{v}_K.\vec{n}_K.ds$$

$$= \int_{\Sigma K} \tau_{ij,K} v_{iK} n_j .ds + \int_{\Sigma_I} \tau_{ij,K} v_{iK} n_j \, ds - \int_{\Sigma_I}\left[\rho_K\left(\frac{\vec{v}_K^2}{2} - g_i x_i\right) + p_K\right]\vec{v}_K.\vec{n}_K.ds$$

$$- \int_{\vartheta_K} \varphi_K . dv$$

avec : $\tau_{ij,K} = \mu_K\left(\frac{\partial v_{ik}}{\partial x_j} + \frac{\partial v_{jk}}{\partial x_i}\right)$; $\varphi_K = \tau_{ij,K}\cdot\frac{\partial v_{jK}}{\partial x_i}$



$\vartheta = \vartheta_G \cup \vartheta_L \qquad \Sigma = \Sigma_G \cup \Sigma_L$

Figure 2.B.

Cette relation nous donne en utilisant l'hypothèse de transfert nul aux interfaces :

$$\int_{\vartheta} \frac{\partial}{\partial t}\left[X_K \rho_K\left(\frac{\vec{v}_K^2}{2} - g_i x_i\right)\right].dv + \int_{\Sigma} X_K.\left[\rho_K\left(\frac{\vec{v}_K^2}{2} - g_i x_i\right) + p_K\right].\vec{v}_K.\vec{n}_K.ds$$

$$= \int_{\Sigma} X_K \tau_{ij,K} v_{iK} n_j .ds - \left[\int_{\vartheta} X_K \varphi_K .dv - \int_{\Sigma_I} \tau_{ij,K} v_{iK} n_j .ds\right]$$

Le terme entre crochets du membre de droite représente évidemment la dissipation totale composée d'une dissipation en volume et d'une dissipation aux interfaces.

Moyennons temporellement cette expression en utilisant les hypothèses d,e,f, (ϑ est le volume défini par la paroi et deux sections droites du canal) : nous obtenons alors l'expression équivalente à celle de simple phase :

$$\int_{\Sigma} \alpha_K \overline{\left[-\rho_K g_i x_i + p_K\right] . \vec{v}_K . \vec{n}_K . ds} = -\left[\int_{\vartheta} \alpha_K \overline{\varphi}_K . dv - \int_{\Sigma_I} \overline{\tau_{ij,K} v_{iK} n_j . ds}\right]$$

Conformément à l'interprétation précédente, la dissipation est la somme de deux termes ; de plus il suffit de retrancher à la variation de pression totale la variation de pression due à la pesanteur pour obtenir la variation de pression due aux frottements c'est-à-dire l'opposée de la perte de charge.

On peut donc appeler perte de charge phasique locale la quantité $a_K + \rho_K \alpha_K g_1$: cette quantité n'est pas en général constante sur une section droite du canal. En définitive il vaut mieux réserver le terme de perte de charge phasique à la quantité précédente moyennée sur une section droite, c'est à dire à $a_K + \rho_K g_1 \langle\langle \alpha_K \rangle\rangle$; la perte de charge biphasique est évidemment la somme des pertes de charge phasiques.

2.1.3.3. Relations entre pertes de charge et contraintes pariétales.

Les contraintes pariétales moyennes sont évidemment, en utilisant l'hypothèse d'adhérence :

$$\tau_K(o) = \mu_K \overline{X_K \frac{\partial v_{1K}}{\partial x_2}} \ (o) = \mu_K . \frac{\partial \overline{\alpha_K v_{1K}}}{\partial x_2} \ (o)$$

$$\tau_K(2e) = - \mu_K . \frac{\partial \overline{\alpha_K v_{1K}}}{\partial x_2} \ (2e)$$

Intégrons l'équation de quantité de mouvement projetée sur l'axe 1 au travers du canal :

$$a_K + \rho_K g_1 \langle \alpha_K \rangle = \frac{\tau_K(o) + \tau_K(2e)}{2e} - \frac{1}{2e} \int_o^{2e} T_{1,K} \cdot dx_2$$

Posons : $\tau_H = \tau_G(2e) + \tau_L(2e)$

$\tau_B = \tau_G(o) + \tau_L(o)$

et additionnons les deux relations intégrées :

$$\sum_{K=G,L} (a_K + \rho_K g_1 \langle \alpha_K \rangle) = \frac{\tau_H + \tau_B}{2e} - \sum_{K=G,L} \langle T_{1,K} \rangle$$

Remarquons pour finir que, du fait des relations de conservation aux interfaces, la somme des termes interfaciaux se réduit, à un terme de tension superficielle.

2.1.4. Conclusions.

Quelques unes des propriétés précédentes ont déjà été démontrées par Delhaye (1969) pour une conduite circulaire verticale : mais ces résultats ne peuvent être généralisés aux cas de conduites inclinées, puisqu'alors l'écoulement n'admet pas de symétrie cylindrique, du fait de l'action de pesanteur (qui même à très grandes vitesses ne semble pas pouvoir être éliminée).

Les relations présentées, établies à partir des équations générales, vont être utilisées dans le cas des écoulements à grands nombres de Reynolds.

2.2. THEORIE ASYMPTOTIQUE DES ECOULEMENTS TURBULENTS ETABLIS A BULLES

2.2.1. Revue bibliographique : préliminaires.

Une étude plus détaillée des écoulements établis nécessite des hypothèses complémentaires de manière à pouvoir calculer les variations transversales des quantités locales, et donc prévoir les pertes de charge phasiques.

De manière générale, nous pouvons employer la méthode des termes constitutifs qui consiste à expliciter les diverses corrélations temporelles et les transferts aux interfaces : on doit alors utiliser des expressions d'origine empirique.

Si nous nous restreignons au cas des écoulements biphasiques à grands nombres de Reynolds (ce qu'il faudra préciser), nous pouvons comme en simple phase aborder le problème de manière inductive ou déductive.

Les méthodes déductives nécessitent deux hypothèses dont on ne connaît pas le domaine de validité. Deux publications illustrent ces méthodes :

- Levy (1963) introduit deux longueurs de mélange, l'une pour les fluctuations de vitesse, l'autre pour les fluctuations de densité, le système d'équations de départ appartenant comme nous l'avons signalé plus haut à la catégorie des modèles homogènes à profils. Les deux longueurs étant supposées égales et données par l'expression classique de Van Driest en simple phase, on obtient un système d'équations qui peut être résolu numériquement sous réserve de préciser la viscosité du mélange (après comparaison avec l'expérience, on pose : $\mu_m = \mu_L \left(1 + 2{,}5 \frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_L} \cdot \langle \alpha \rangle\right)$).

Pour mieux dégager les principales conséquences des hypothèses faites, on peut se contenter de les traiter à l'approximation de Prandtl, ce qui permet une intégration analytique des

équations : la masse volumique et la vitesse du mélange varient transversalement selon des lois en puissance.

Seules des comparaisons globales avec les résultats expérimentaux sont faites à l'aide du paramètre de Lockhart-Martinelli.

- Beattie (1972) applique strictement la méthode de Prandtl en supposant sans justification que pour les écoulements à bulles et à gouttes le taux de vide est une fonction linéaire de la vitesse du liquide ou du gaz. Un calcul élémentaire conduit dans le cas de l'écoulement à bulles à :

$$(1-\alpha)^{3/2} = (1-\alpha(x_2=e))^{3/2} - b.\mathrm{Log}\ \frac{x_2}{e}$$ (b: proportionnelle à la vitesse de frottement).

La comparaison avec les résultats expérimentaux est relativement bonne. Aucune conséquence n'en est déduite pour les pertes de charge.

Avant de passer à son application, rappelons la base physique de la théorie asymptotique en simple phase : les phénomènes de paroi à grands nombres de Reynolds sont pratiquement indépendants de ce qui se produit au centre du canal.

Cette idée nous semble pouvoir être généralisée au cas des écoulements biphasiques, mais son utilisation effective nécessite des données supplémentaires. Or nous avons vu dans le chapitre 1 que les résultats expérimentaux, bien que critiquables, permettaient de dégager deux faits qui se traduisent dans l'expression de la perte de charge pour le cas du couple eau-air :

- le liquide joue un rôle prépondérant

- le gaz n'intervient que par la place qu'il occupe au sein du mélange, c'est-à-dire par l'intermédiaire du paramètre $<<\alpha>>$ (équivalent comme nous l'avons déjà signalé au rapport des vitesses débitantes).

Ces remarques vont nous permettre de choisir les unités et donc les paramètres adimensionnels.

De plus nous aurons besoin de quelques hypothèses complémentaires qui, de manière un peu formelle, définissent les écoulements à bulles à grands nombres de Reynolds (elles généralisent

les constatations faites en simple phase et tiennent compte des remarques précédentes) :

- la phase continue est la phase liquide

- il existe une zone dite de paroi où les forces de viscosité sont prépondérantes ; les dimensions de cette zone sont très faibles devant les dimensions du canal

- il existe une zone centrale où les forces d'inertie du liquide sont prépondérantes et où les transferts de quantité de mouvement entre phases se font principalement par les forces d'inertie.

Notons au préalable que nous allons appliquer les conclusions de la théorie asymptotique aux moyennes des diverses grandeurs physiques. L'équivalent exact des moyennes monophasiques est $\alpha_K \overline{\Psi}_K$, Ψ_K étant une grandeur quelconque relative à la phase K. Remarquons qu'à la limite $\alpha_L = 1$, nous obtenons bien par exemple $\alpha_L \overline{v}_{1L} = \overline{v}_{1L}$. Pour des raisons de commodité, nous normerons la probabilité de présence de chaque phase par sa valeur dans la région centrale de l'écoulement α_{Km}. Les solutions moyennes des équations seront donc mises sous la forme $\frac{\alpha_K}{\alpha_{Km}} \cdot \overline{\Psi}_K$, qui se justifiera a posteriori.

2.2.2. Les lois logarithmiques.

La plupart des résultats expérimentaux (en particulier les nôtres donnés au paragraphe 2.2.4.) montrent que le liquide est la seule phase à la paroi ; nous posons donc :

$$u_{*L} = \sqrt{\frac{\tau_L(o)}{\rho_L}} \qquad R_{*L} = \frac{e\, u_{*L}}{\nu_L}$$

Ceci nous permet de préciser l'expression du nombre de Reynolds qui est supposé très grand.

2.2.2.1. Lois de paroi.

Nous choisissons deux systèmes d'unités analogues à celui de Fortier (1970) ; l'unité de longueur est commune, ce qui rend bien compte du fait que le liquide structure l'écoulement ; l'unité de vitesse du gaz est différente pour éviter l'introduction

du rapport $\frac{\nu_G}{\nu_L}$ dans les équations de quantité de mouvement (en réalité, ce choix n'est pas indispensable). Ces systèmes sont donnés dans le tableau ci-dessous :

Phase	Longueur	Vitesse	Temps	Pression
Liquide	$\frac{\nu_L}{u_{*L}}$	u_{*L}	$\frac{\nu_L}{u_{*L}^2}$	$\rho_L u_{*L}^2$
Gaz	$\frac{\nu_L}{u_{*L}}$	$\frac{\nu_G}{\nu_L} . u_{*L}$	$\frac{\nu_L^2}{\nu_G u_{*L}^2}$	$\rho_G \left(\frac{\nu_G}{\nu_L}\right)^2 . u_{*L}^2$

Toute quantité adimensionnelle étant affectée de l'indice +, nous montrons en annexe 2.1. que le paramètre R_{*L} n'intervenant plus comme dans le cas d'un fluide monophasique, toute solution moyenne du système d'équations (y compris les conditions aux limites) peut être mise sous la forme :

$$\frac{\alpha_K}{\alpha_{Km}} . \overline{\Psi}_{K+} = f\left(x_{2+}, \frac{\rho_G}{\rho_L}, \frac{\nu_G}{\nu_L}, \frac{\sigma}{\mu_L u_{*L}}, \frac{g_1 \nu_L}{u_{*L}^3}, \frac{g_2 \nu_L}{u_{*L}^3}, \alpha_{Gm}\right)$$

2.2.2.2. Lois déficitaires.

Comme pour les lois de paroi, nous choisissons deux systèmes d'unités ayant en commun l'unité de longueur :

Phase	Longueur	Vitesse	Temps	Pression
Liquide	e	u_{*L}	$\frac{e}{u_{*L}}$	$\rho_L u_{*L}^2$
Gaz	e	$\frac{\nu_G}{\nu_L} . u_{*L}$	$\frac{e}{u_{*L}} . \frac{\nu_L}{\nu_G}$	$\rho_G \left(\frac{\nu_G}{\nu_L} . u_{*L}\right)^2$

Les quantités utilisées dans les lois déficitaires sont définies par les relations :

$v_{1Kd} = v_{1K} - \overline{v}_{1Lm}$: $\overline{v}_{1Lm}$ désignant la vitesse de la phase L au centre de l'écoulement

$v_{2Kd} = v_{2K}$ $\qquad$ $v_{3Kd} = v_{3K}$

$X_1 = x_1 - \overline{v}_{1Lm} t$ $\qquad$ $X_2 = x_2$ $\qquad$ $X_3 = x_3$; $\quad X'_i = \dfrac{X_i}{e}$

Sous réserve des hypothèses permettant la définition de l'écoulement turbulent à bulles, nous montrons dans l'annexe 2.2. que toute solution moyenne peut être mise sous la forme :

$$\frac{\alpha_K}{\alpha_{Km}} \cdot \overline{\Psi}_{Kd+} = g\left(x'_2, \frac{\rho_G}{\rho_L}, \frac{\nu_G}{\nu_L}, \frac{\sigma}{\rho_L u^2_{*L} e}, \frac{g_1 e}{u^2_{*L}}, \frac{g_2 e}{u^2_{*l}}, \alpha_{Gm}\right)$$

le paramètre R_{*L} n'intervenant plus comme dans le cas d'un fluide monophasique.

2.2.2.3. Les lois logarithmiques

Remarquons au préalable qu'une relation fonctionnelle du type :

$$f(ab) = g(a) + G(b)$$

entraîne que les fonctions f,g,G sont des logarithmes.

Donc si nous supposons comme nous l'avons fait qu'il existe une région de l'écoulement où les lois de paroi et les lois déficitaires soient simultanément applicables, nous en déduisons que nécessairement :

$$f = \tilde{A} . \text{Log } x_{2+} + \hat{F}$$

$\hat{A}$ étant fonction de $\dfrac{\rho_G}{\rho_L}, \dfrac{\nu_G}{\nu_L}, \alpha_{Gm}$; $\hat{F}$ étant fonction de tous les paramètres excepté R_{*L}

Une solution particulière de $\hat{F}$ est :

$$\hat{F} = \hat{B}.\mathrm{Log}\frac{\sigma}{\mu_L u_{*L}} + \hat{C}_1.\mathrm{Log}\left(\frac{g_1 \nu_L}{u_{*L}^3}\right)^2 + \hat{C}_2.\mathrm{Log}\left(\frac{g_2 \nu_L}{u_{*L}^3}\right)^2 + \hat{D}$$

$\hat{B}$ et $\hat{D}$ étant fonctions de $\frac{\rho_G}{\rho_L}, \frac{\nu_G}{\nu_L}, \alpha_{Gm}$; $\hat{C}_1$ et $\hat{C}_2$ sont également fonctions des signes de g_1 et g_2.

De la même manière nous avons :

$$g = \hat{A}.\mathrm{Log}\, x'_2 + \hat{B}.\mathrm{Log}\frac{\sigma}{\rho_L u_{*L}^2 e} + \hat{C}_1.\mathrm{Log}\left(\frac{g_1 e}{u_{*L}^2}\right)^2 + \hat{C}_2.\mathrm{Log}\left(\frac{g_2 e}{u_{*L}^2}\right)^2 + \hat{D} + \hat{E}$$

$\hat{E}$ étant fonction de tous les paramètres excepté R_{*L}.

2.2.3. <u>Limitations à l'application de la théorie asymptotique</u>.

L'application de la théorie asymptotique soulève quelques difficultés que nous allons discuter ci-après, étant bien entendu au départ que la méthode elle-même n'est pas en cause. L'absence de mesures locales entraîne en effet un certain nombre d'incertitudes.

D'une part on ne peut préciser les conditions d'existence de la zone de recouvrement, ce qui est indispensable pour mener à bien la démonstration.

D'autre part le choix des quantités déficitaires n'est pas univoque. Un premier exemple frappant en est fourni par la probabilité de présence : si les quantités $\frac{\alpha_K}{\alpha_{Km}}$ et $\frac{\alpha_K - \alpha_{Km}}{\alpha_{Km}}$ sont respectivement solutions des équations de la zone de paroi et de la zone déficitaire, les coefficients des lois logarithmiques ne sont pas indépendants ; ces relations dépendent évidemment de la quantité déficitaire. Par contre bien que le choix de la vitesse de translation du repère X_i ne soit pas unique, ceci n'intervient pas réellement dans le résultat.

En conclusion, bien que certaines difficultés ne puissent être véritablement résolues a priori, nous pensons que cette théorie permet d'analyser en profondeur les mesures locales, certaines

affirmations pouvant être modifiées. Il est d'ailleurs encourageant de remarquer que des résultats globaux sont bien pris en compte par une théorie simplifiée pour de faibles valeurs du taux de vide et que dans le cas contraire les profils de cette quantité sont correctement représentés par des lois logarithmiques, comme nous le verrons par la suite.

2.2.4. Développements limités par rapport à α_{Gm}.

2.2.4.1. Remarques sur la validité de ces développements.

Nous allons développer les coefficients des lois logarithmiques par rapport à α_{Gm} au voisinage de 0 : en conséquence, il nous faut savoir si une expression telle que $\hat{A}(\alpha_{Gm} = 0)$ a un sens ; pour cela, nous devons montrer que le temps de passage de la phase gazeuse peut être infini (pour que l'opération de moyenne phasique ait un sens), la probabilité de présence de cette phase étant nulle.

Ce paradoxe est illustré dans l'annexe 2.3. par un exemple simple qui démontre l'existence de tels cas.

Les coefficients des lois logarithmiques sont supposés continus au voisinage de zéro : nous pouvons donc écrire :

$$\hat{A}\ (\alpha_{Gm} = 0) = \lim_{\alpha_{Gm} \to o} \hat{A}\ (\alpha_{Gm})$$

Si nous supposons qu'à un ensemble donné de paramètres de similitude correspond une configuration moyenne unique de l'écoulement, le coefficient $\hat{A}\left(\frac{\rho_G}{\rho_L}, \frac{\nu_G}{\nu_L}, \alpha_{Gm}\right)$ est unique et sa limite, quand α_{Gm} tend vers zéro, est unique en vertu de l'hypothèse de continuité.

En supposant de plus que les coefficients des lois logarithmiques sont dérivables au voisinage de zéro, nous pouvons écrire :

$$f = \sum_{n=o}^{\infty} \left(\hat{A}_o^{(n)} . \text{Log } x_{2+} + \hat{F}_o^{(n)}\right) . \frac{\alpha_{Gm}^n}{n!}$$

en adoptant pour alléger l'écriture les notations simplifiées :

$$\frac{\partial^n}{\partial \alpha_{Gm}^n}\left(\hat{A}\left(\frac{\rho_G}{\rho_L}, \frac{\nu_G}{\nu_L}, \alpha_{Gm} = 0\right)\right) = \hat{A}_o^{(n)} \; ; \; \frac{\partial^n}{\partial \alpha_{Gm}^n}\left(\hat{F}\left(\frac{\rho_G}{\rho_L}, \frac{\nu_G}{\nu_L}, \alpha_{Gm}=0\right)\right) = \hat{F}_o^{(n)}$$

2.2.4.2. Développement à l'ordre zéro.

En nous plaçant dans le cas le plus simple nous pouvons, comme on le constatera, expliciter les coefficients des lois logarithmiques. On notera également l'intérêt qu'il y a d'avoir choisi la forme $\frac{\alpha_K}{\alpha_{Km}} \cdot \overline{\Psi}_K$ pour l'expression des solutions des équations moyennes.

2.2.4.2.1. Analyse des termes d'ordre zéro.

Une dépendance logarithmique locale de la fonction $\frac{\alpha_L}{\alpha_{Lm}}$ entraîne une relation intégrale de la forme (en négligeant des termes d'ordre R_{*L}^{-1}) :

$$\frac{\langle \alpha_L \rangle}{\alpha_{Lm}} = \hat{A}_{LO} \cdot (\text{Log } R_{*L} - 1) + \hat{F}_{LO}$$

En nous basant sur des arguments physiques, il nous semble que le rapport $\frac{\langle \alpha_L \rangle}{\alpha_{Lm}}$ est une constante indépendante des paramètres de similitude : dans ces conditions, puisque F_{LO} ne dépend pas du nombre de Reynolds R_{*L}, $\hat{A}_{LO}$ est nécessairement nul et la fonction $\frac{\alpha_L}{\alpha_{Lm}}$ ne dépend pas de x_{2+}. De plus nous devons avoir :

$$\lim_{\alpha_{Gm} \to o} \frac{\alpha_L}{\alpha_{Lm}} = 1$$

En conséquence, à l'ordre zéro en α_{Gm}, la probabilité de présence d'une phase est constante dans tout l'écoulement et égale à sa valeur α_{Km}.

De plus les termes d'ordre zéro du développement relatif à la vitesse du liquide sont les coefficients universels des

canaux rectangulaires (Fortier, 1970) que nous noterons $\hat{A}_o$ et $\hat{F}_o$:

$$\frac{\alpha_L}{\alpha_{Lm}} \cdot \frac{\overline{v}_{1L}}{u_{*L}} = \frac{\overline{v}_{1L}}{u_{*L}} = \hat{A}_o \cdot \text{Log } x_{2+} + \hat{F}_o$$

Les termes d'ordre zéro relatifs à la vitesse de la phase gazeuse s'écrivent :

$$\frac{\alpha_G}{\alpha_{Gm}} \cdot \frac{\overline{v}_{1G}}{u_{*L}} = \frac{\overline{v}_{1G}}{u_{*L}} = \hat{A}_{Go} \text{ Log } x_{2+} + \hat{F}_{Go}$$

Comme nous nous limitons aux écoulements verticaux ascendants, nous supposerons que :

$$\hat{A}_o = \hat{A}_{Go}$$

2.2.4.2.2. Relations intégrales

En étendant la validité des lois logarithmiques à tout l'écoulement (ce qui entraîne des erreurs de l'ordre de R_{*L}^{-1}), les vitesses débitantes des deux phases sont données par les relations :

$$\frac{\overline{U}_G}{u_{*L}} = \frac{1}{R_{*L}} \cdot \int_o^{R_{*L}} \alpha_{Gm} \cdot \frac{\overline{v}_{1G}}{u_{*L}} \cdot dx_{2+} = \alpha_{Gm} \left[\hat{A}_o (\text{Log } R_{*L} - 1) + \hat{F}_{Go} \right]$$

$$\frac{\overline{U}_L}{u_{*L}} = \frac{1}{R_{*L}} \int_o^{R_{*L}} \alpha_{Lm} \cdot \frac{\overline{v}_{1L}}{u_{*L}} \cdot dx_{2+} = \alpha_{Lm} \left[\hat{A}_o (\text{Log } R_{*L} - 1) + \hat{F}_o \right]$$

En éliminant $(\text{Log } R_{*L} - 1)$ entre ces deux expressions, nous obtenons une équation du second degré en α_{Gm} (qui admet toujours une racine entre 0 et 1) : en fait nous devons, pour rester au même ordre d'approximation, négliger le terme du second degré, ce qui implique :

$$\alpha_{Gm} = \frac{\overline{U}_G}{\overline{U}_G + \overline{U}_L + u_{*L} (\hat{F}_{Go} - \hat{F}_o)}$$

qui conduit à l'expression classique si la différence de vitesse entre phases est faible.

2.2.4.2.3. Perte de charge biphasique

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1 (§ 1.2.3.3.), les corrélations expérimentales utilisent généralement le paramètre ϕ_L^2 défini par Lockhart et Martinelli comme étant le rapport entre la perte de charge biphasique et la perte de charge a_{LO} du même débit de liquide en écoulement simple phase. $\overline{V}_L$ désignant la moyenne linéique de $\overline{v}_{1L}$, nous posons :

$$\sum_{K=G,L} (\alpha_{Km}\, \rho_K\, g_1 + a_K) = \frac{\Lambda_L}{4\,e} \cdot \rho_L \cdot \frac{\overline{V}_L^2}{2}$$

$$a_{LO} = \frac{\Lambda_{LO}}{4\,e} \cdot \rho_L \quad \frac{\overline{U}_L^2}{2}$$

L'adimensionnalisation de la relation entre perte de charge biphasique et contraintes pariétales (voir note), où l'on néglige les termes de tension superficielle, conduit à l'expression classique :

$$\frac{\Lambda_L}{8} \cdot \left(\frac{\overline{V}_L}{u_{*L}}\right)^2 = 1$$

En utilisant la formule de la vitesse débitante $\frac{\overline{U}_L}{U_{*L}}$, que nous avons précédemment établie, nous obtenons :

$$\frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\Lambda_L}} = \hat{A}_o \,\mathrm{Log}\, \frac{4\,e\,\overline{V}_L}{\nu_L} \cdot \frac{\sqrt{\Lambda_L}}{8\sqrt{2}} + \hat{F}_o - \hat{A}_o$$

Note : le liquide étant la seule phase présente à la paroi, la contrainte pariétale totale (§ 2.1.3.3.) se réduit à $\tau_L(o)$ si en particulier le gradient de taux de vide reste fini à la paroi. Ceci est a priori également vrai dans notre cas ; il ne faut pas oublier en effet que le taux de vide n'est constant que dans la zone de recouvrement : il varie de 0 à α_{Gm} dans une zone de "sous-couche limite".

Si $\frac{4\ e\ \overline{V}_L}{\nu_L}$ est compris entre 10^4 et 10^5, cette relation implicite peut être remplacée par la formule de Blasius :

$$\Lambda_L = 0{,}316 \cdot \left(\frac{4\ e\ \overline{V}_L}{\nu_L} \right)^{-0{,}25}$$

de même $$\Lambda_{Lo} = 0{,}316 \cdot \left(\frac{4e\ \overline{U}_L}{\nu_L} \right)^{-0{,}25}$$

En définitive le coefficient ϕ_L^2 s'écrit sous la forme :

$$\phi_L^2 = \frac{\Lambda L}{\Lambda Lo} \cdot \frac{1}{\alpha_{Lm}^2} = \alpha_{Lm}^{-1{,}75}$$

2.2.4.3. Développements aux ordres supérieurs

Nous avons donné les principales caractéristiques prévisibles des termes d'ordre 1 et 2 (Adler, 1972 c) en montrant d'une part la cohérence du modèle, d'autre part l'enchevêtrement des paramètres.

Pour les raisons soulignées dans le paragraphe 2.2.3., ces développements nous semblent en fait prématurés.

2.2.5. Comparaison avec les résultats expérimentaux.

Remarquons au préalable que nous avons développé les calculs dans le cas d'un écoulement dans un canal rectangulaire très allongé : en fait nous obtiendrions les mêmes résultats pour un canal à section circulaire, le facteur de forme intervenant simplement dans le coefficient $\hat{D}$ pour les lois de paroi (Fortier, 1970).

A ceci prés, les résultats théoriques se comparent donc sans difficultés aux résultats expérimentaux obtenus pour des canaux à section circulaire.

2.2.5.1. A faible taux de vide (écoulement vertical ascendant

La figure n° 2.C. reproduit les résultats obtenus par Roumy (1965) ; comme l'auteur l'avait souligné, on peut y noter l'existence d'une relation limite à débits d'eau croissants. Cette

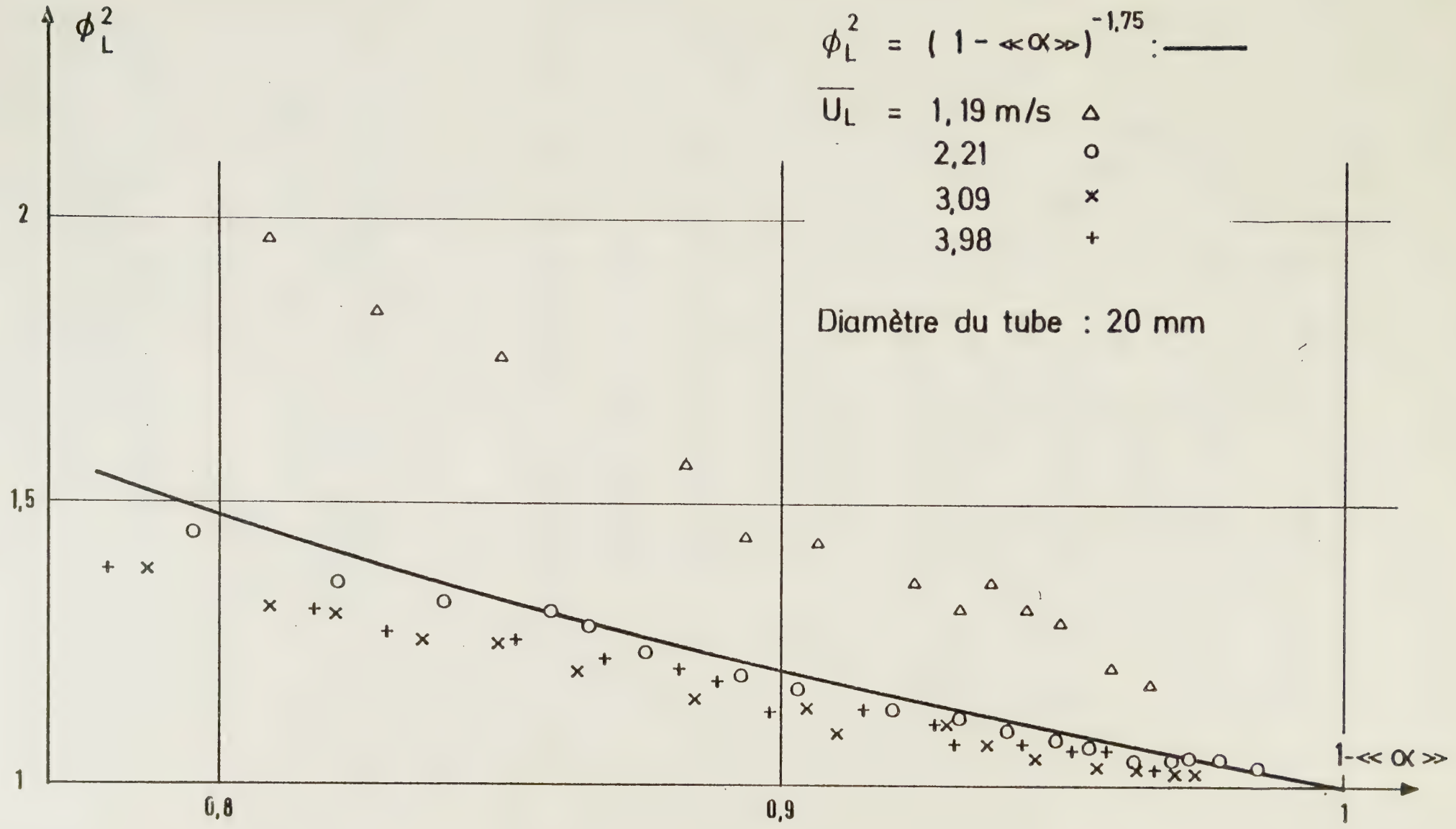
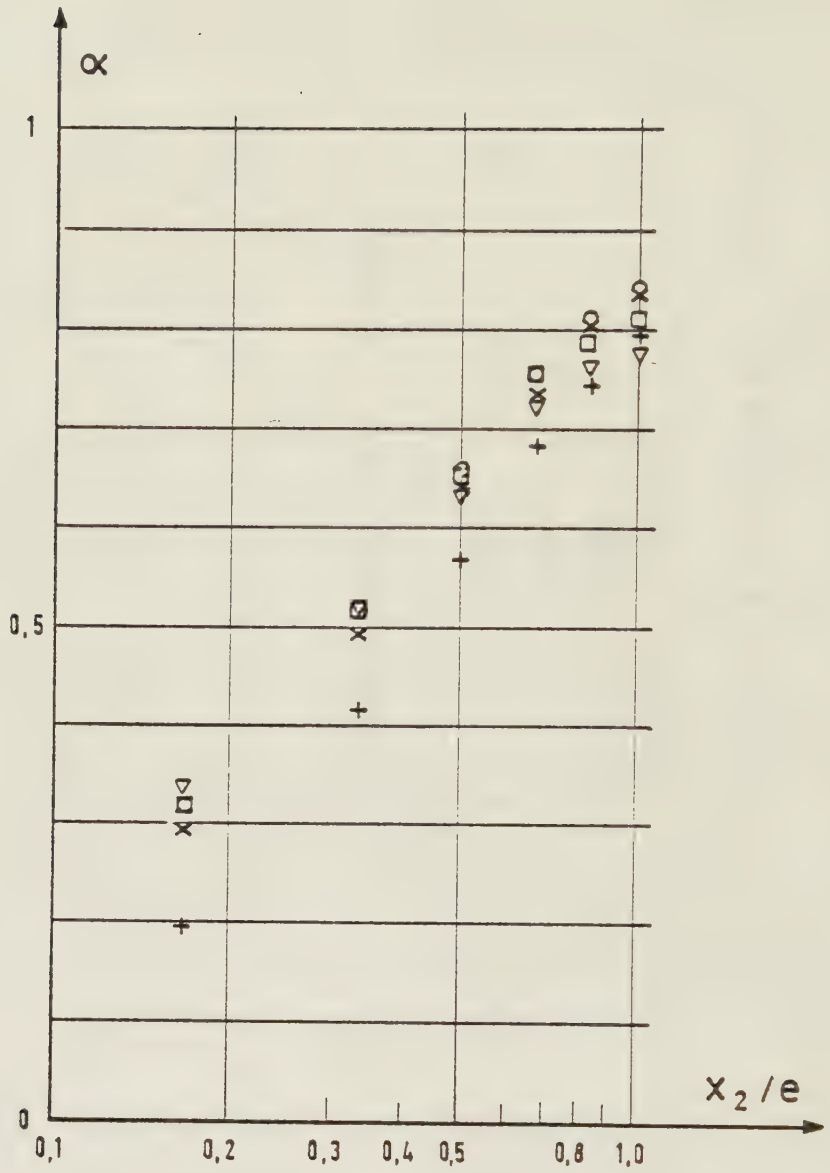


Fig. 2 . C - Résultats expérimentaux en tube vertical



	+	×	○	□	▽
$\bar{U}_{G,a}$ m / s	4,26	5,62	6,48	6,48	6,48
$\bar{U}_{L}$ m / s	2,12	2,12	2,12	2,46	2,89

Fig. 2.D_ Mesures locales de taux de vide en canal rectangulaire horizontal

(Table n° 4.7c , ch 4)

constatation cadre très bien avec nos hypothèses de départ : pour un nombre de Reynolds R_{*L} suffisamment grand, le liquide structure effectivement l'écoulement.

De plus la comparaison de la loi d'ordre zéro $\phi_L^2 = \alpha_{Lm}^{-1,75}$ avec les points proches de la loi limite (c'est-à-dire pour $\overline{U}_L$ = 3,98 et 3,09 m/s) est très encourageante.

2.2.5.2. A fort taux de vide (écoulement horizontal).

En réalité, la formule de perte de charge couvre un champ beaucoup plus vaste que ses conditions d'obtention ne le laissent prévoir, puisqu'elle s'applique également aux écoulements horizontaux à bouchons (Hughmark, 1965), comme nous l'avons signalé dans le chapitre précédent.

Nous utilisons dans ce qui suit quelques uns des résultats de mesures locales de taux de vide (le paragraphe 4.1.2.2. fournit tous les détails nécessaires ; notons simplement que la configuration générale de l'installation est CVE 1000500, d = 3 mm, L_E = 100 mm, les mesures étant effectuées dans le plan vertical de symétrie du canal, 55 cm après le début de l'émulseur). Dans la figure n° 2.D., l'axe x_2 est vertical ascendant, son origine étant située à la paroi inférieure du canal. On y constate que les résultats sont bien regroupés par une relation du type :

$$\alpha = \hat{A}_\alpha \cdot \text{Log} \frac{x_2}{e} + \hat{B}_\alpha$$

les coefficients $\hat{A}_\alpha$ et $\hat{B}_\alpha$ variant avec les caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement. Nous avons analysé leur dépendance dans le tableau ci-dessous :

$\overline{U}_{G,a}$ m/s	4,26	5,62	6,48	6,48	6,48
$\overline{U}_L$ m/s	2,12	2,12	2,12	2,46	2,89
$\hat{A}_\alpha$	0,344	0,315	0,307	0,290	0,274
$\hat{B}_\alpha$	0,811	0,859	0,867	0,842	0,829
$\langle\alpha\rangle$	0,61	0,65	0,66	0,635	0,61
$\hat{A}_\alpha \cdot \frac{\overline{U}_L}{1-\langle\alpha\rangle}$	1,87	1,91	1,91	1,95	2,03
$B_\alpha - \langle\alpha\rangle$	0,2	0,209	0,207	0,207	0,219

ce qui nous permet de modifier la formule précédente qui s'écrit :

$$\alpha - \langle\alpha\rangle = 1{,}95 . \frac{1-\langle\alpha\rangle}{\overline{U}_L} . \text{Log} \frac{x_2}{e} + 0{,}21$$

Notons que $\hat{A}_\alpha$ a été mis sous cette forme car il nous semble qu'il traduit l'influence de la pesanteur.

De plus une relation polynomiale en $\frac{x_2}{e}$ est a priori bien adaptée à la description des variations de $\langle\alpha\rangle$ autour de son maximum (par analogie avec la loi de vitesse déficitaire en simple phase).

En conclusion nous voyons que nos résultats à fort taux de vide sont correctement décrits par une loi logarithmique ; deux points limitent la portée de cette constatation :

- l'écoulement n'est pas réellement établi du fait de l'évolution induite par la pesanteur,
- les mesures ne sont pas suffisamment nombreuses.

2.2.6. Conclusion.

A notre sens, cette application de la théorie asymptotique aux écoulements biphasiques ne constitue qu'un cadre, les résultats

expérimentaux devant modifier ou préciser telle ou telle hypothèse.

Nous notons enfin qu'en écoulement vertical, les variations de pression hydrostatiques sont suffisamment importantes pour que la masse volumique du gaz ne puisse plus être considérée comme constante : aussi dans ce cas, l'écoulement établi est une fiction, mais c'est une fiction commode et utile puisqu'elle permet une première approche des phénomènes.

CHAPITRE 3

DEFINITION DE L'INSTALLATION ET DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

L'analyse de similitude de la première partie permet de mieux définir le problème de l'émulseur et de montrer la nécessité d'une étude expérimentale complète qui dégage les paramètres adimensionnels les plus importants.

La seconde partie décrit l'installation que nous avons utilisée.

Les principales mesures que nous avons effectuées (pression statique, taux de vide local, vitesse d'interface) sont exposées et critiquées en détail dans les troisième et quatrième parties.

Nous traitons enfin du problème posé par la mesure du taux de vide par absorption de rayons X et σ.

3.1. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE ; POSITION DU PROBLEME.

3.1.1. Revue bibliographique.

3.1.1.1. Les différents types d'émulseurs utilisés.

Nous avons systématiquement relevé le type d'émulseur dans les publications que nous avons compulsées. Ceci n'a pas toujours été possible, les auteurs étudiant le plus souvent l'écoulement établi sans préciser les conditions aux limites amont.

Schématiquement, nous pouvons classer les émulseurs comme suit :

- les émulseurs à parois poreuses ou à grilles (Delhaye, 1970 ; Smith, 1968 ; Wallis, 1961) : leurs sections peuvent être constantes ou variables (généralement croissante dans le sens de l'écoulement de manière à maintenir une pression approximativement constante).

- les émulseurs constitués de tubes poreux placés transversalement à la direction principale de l'écoulement (Muir, 1963).

- les éjecteurs où l'un des fluides est introduit par une ou plusieurs buses débouchant dans une même section (Faure, 1960 ; Witte, 1965 ; Cairns, 1968 ; Deich, 1971).

- les émulseurs constitués d'un ou plusieurs orifices à la paroi (Sekoguchi, 1968 ; Alves, 1970 ; Hetsroni, 1971 ; Oya, 1971).

Cette liste n'est pas limitative, d'autres types d'émulseurs étant conçus pour des applications particulières.

3.1.1.2. Quelques remarques.

Plusieurs publications traitent de la formation de bulles dans un écoulement :

- Yip, 1970 : étude expérimentale dans une installation verticale ; les bulles sont formées à partir de buses placées parallèlement à l'écoulement.

- Sullivan, 1964 : étude théorique et expérimentale dans un écoulement laminaire horizontal ; l'air est injecté par un orifice circulaire situé à la paroi inférieure du canal.

Nous avons abandonné cette voie d'étude dans un souci d'efficacité ; il est bien évident en effet que le cas de la formation de bulles par un orifice unique est très éloigné du cas de la production d'une émulsion à fort taux de vide.

Quelques études d'écoulements non-établis doivent être citées, bien qu'un peu hors sujet :

- un émulseur à paroi poreuse et de section circulaire constante est disposé dans une installation horizontale qui débouche à l'atmosphère (Wallis, 1961). La pression relative mesurée en tête de l'émulseur est mise sous forme adimensionnelle et reliée aux quatre régimes d'écoulement observés.

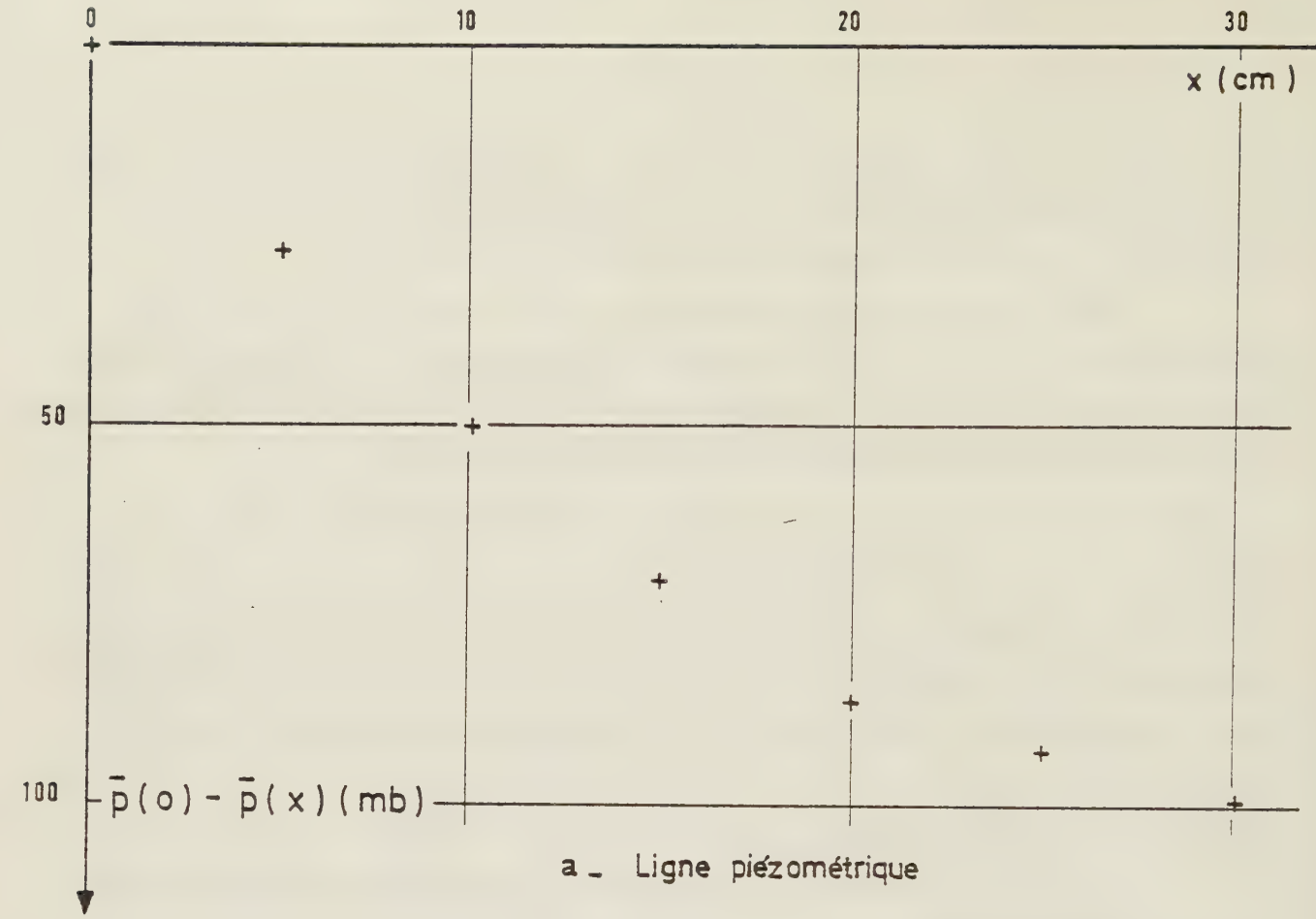
- St-Pierre (1967) traite des variations du taux de vide dues à l'ébullition.

- la transition vers un écoulement bouchon est étudiée à partir d'un écoulement horizontal stratifié (Kordyban, 1970), d'un écoulement à bulles (Moissis, 1962 ; Radovich, 1962).

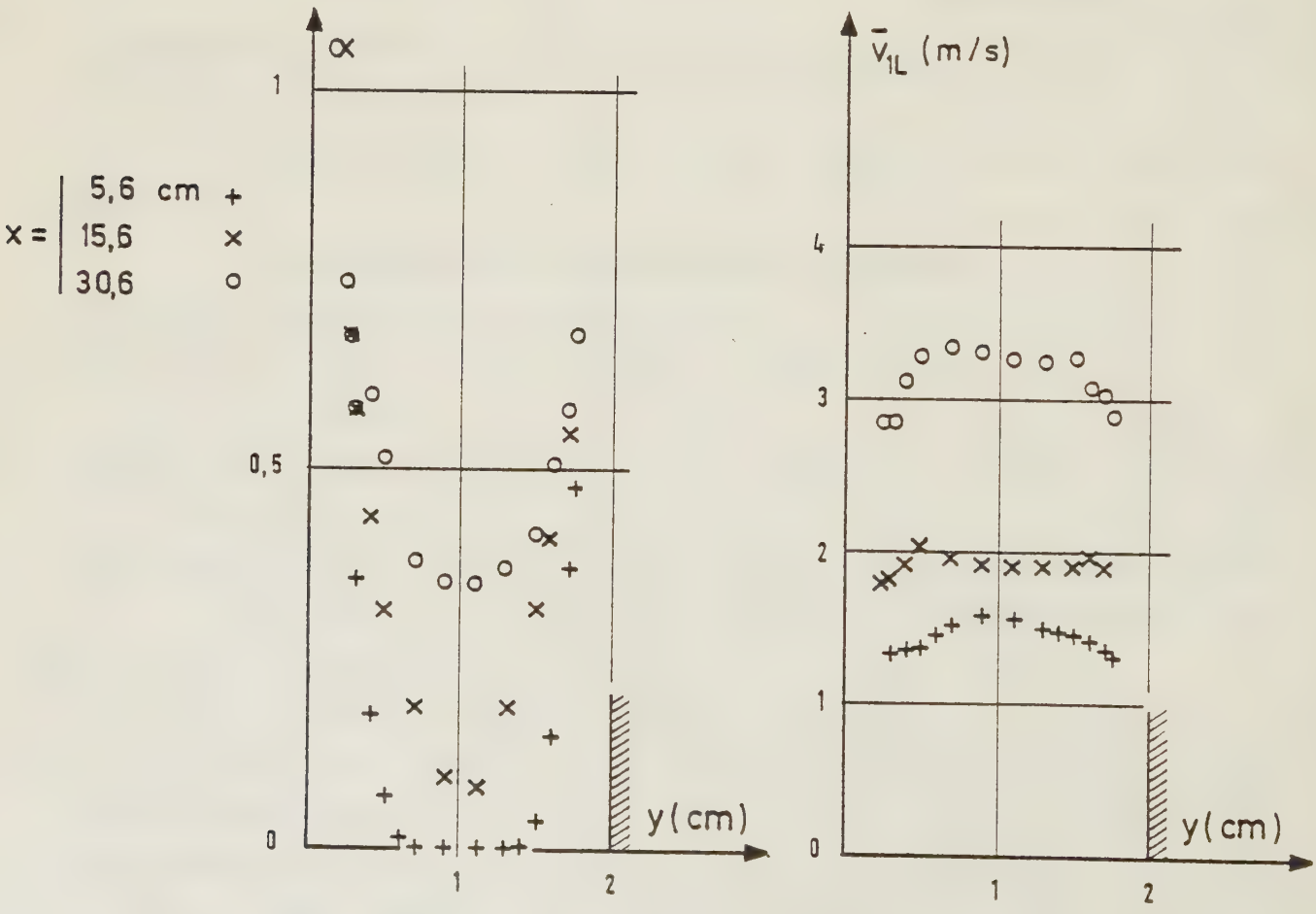
3.1.1.3. Etudes de "couches limites biphasiques".

Hirata (1963) a traité le problème analogue à celui de la plaque plane plongée dans un fluide infini : l'air est injecté au travers d'une plaque plane poreuse dans un écoulement transversal de liquide. Le modèle étant à phases séparées, on applique les équations de quantité de mouvement sous forme intégrale ; à l'aide d'hypothèses de couche limite, on peut obtenir le coefficient de frottement. Ce travail est uniquement théorique.

Delhaye (1970), en utilisant les équations générales qu'il avait précédemment établies, étudie la formation d'une émulsion dans un canal vertical, à section rectangulaire très allongée, l'air étant insufflé dans la veine liquide au travers des parois poreuses. Les termes de transfert étant précisés, des hypothèses de couche limite permettent de fermer le système, dont on tente alors la résolution numérique : on obtient un résultat incompatible



a - Ligne piézométrique



b - Taux de vide , vitesse de liquide

Fig. 3 . A - Extrait des résultats de Delhaye (1970)

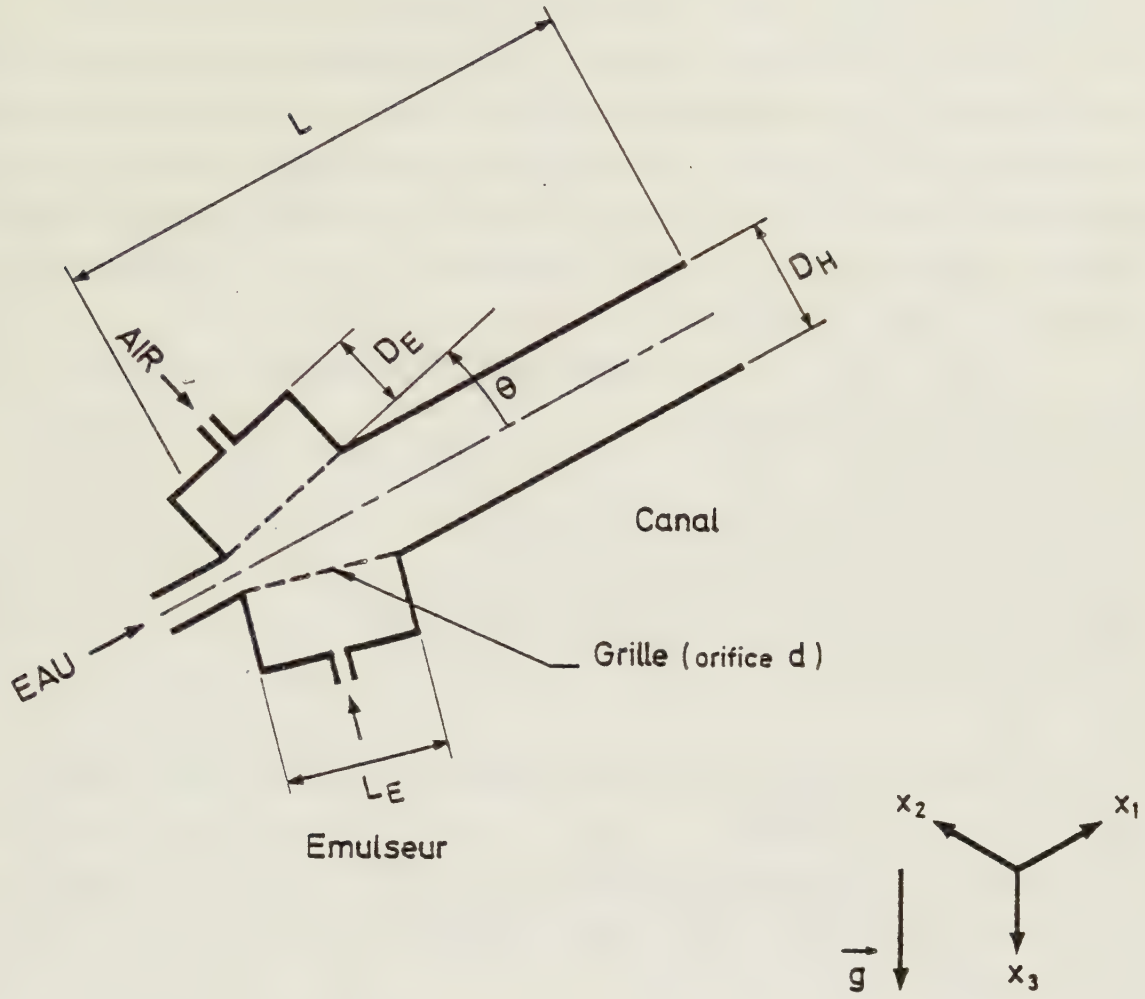


Fig. 3.B _ Schéma de principe

avec la symétrie de l'installation, puisque les vitesses transversales moyennes ne sont pas nulles au centre du canal.

Dans la même référence, ce problème est abordé expérimentalement : l'installation est composée d'un émulseur de section constante, long de 320 mm, suivi d'un canal rectangulaire très allongé (200 x 20 mm^2). Les parois de l'émulseur sont divisées en vingt chambres d'injection de manière à ce que le flux gazeux soit constant. Les vitesses débitantes maximales d'eau et d'air sont de 1 et 1,25 m/s (ce qui correspond à l'essai 1-2 de l'auteur) : les résultats expérimentaux obtenus dans ces conditions sont représentés dans la figure N° 3.A. ; les origines des axes x et y sont respectivement situées au début de l'émulseur et à la paroi du canal. On notera que les profils de taux de vide sont en U et que les profils de vitesse sont assez plats ; la pression décroît régulièrement tout au long de l'émulseur.

3.1.1.3. Etudes avec variation des conditions aux limites amont.

Il nous faut tout d'abord remarquer que l'intérêt des auteurs n'est jamais réellement centré sur notre problème, ce qui limite évidemment l'intérêt de leurs travaux de notre point de vue.

Dans deux publications (Sekoguchi, 1968 ; Yip, 1970), l'air est injecté dans la veine liquide par un nombre variable d'orifices à la paroi ; le fait que le diamètre des tubes utilisés dans la première n'excède pas 6 mm limite sa portée, puisqu'alors les effets de tension superficielle ne sont plus du tout négligeables. Dans la seconde, l'auteur fait varier simultanément le diamètre de la conduite et le nombre d'orifices ; de plus on remarquera que la première prise de pression statique est située à 20 cm environ de l'émulseur : le phénomène important de détente auquel nous consacrerons notre travail est de ce fait totalement négligé.

Une étude menée en trois temps (Hewitt, 1970 ; Hutchinson, 1973 ; Whalley, 1974) détaille le problème de l'influence de l'émulseur dans le cas d'écoulements annulaires verticaux. On dispose de deux types de structure : dans la première, le liquide est

injecté au travers d'un poreux disposé à la paroi, dans la seconde par une buse au centre de l'écoulement. Idéalement ces configurations correspondent respectivement aux conditions aux limites amont : tout le liquide est contenu dans le film à la paroi, tout le liquide est entraîné sous forme de gouttelettes. On montre, et c'est le but principal de l'étude, que la longueur d'entrée est de 595 diamètres hydrauliques (résultat confirmé par une intéressante étude théorique), les écoulements établis résultants identiques.

3.1.2. Choix de l'émulseur, similitude.

3.1.2.1. Choix de l'émulseur.

Nous avons voulu opérer dans des conditions bien définies de manière à permettre une mise en forme théorique aisée du problème, aussi nous avons porté notre choix sur un émulseur à parois poreuses ou à grilles au travers desquelles l'air est insufflé dans la veine liquide.

Le type d'émulseur étant choisi, nous avons effectué l'étude de similitude qui suit de manière à déterminer les paramètres adimensionnels du problème. Nous appliquons la méthode de Fortier (1970) aux équations des écoulements biphasiques.

3.1.2.2. Similitude.

Le schéma de principe de l'installation est donné dans la figure 3.B. Dans un souci de généralité, nous nous sommes placés dans le cas d'une conduite inclinée.

Nous supposons que l'écoulement se fait sans transfert de masse ou de chaleur et que les propriétés physiques des deux fluides sont constantes.

Soient D_H, $\overline{U}_L$, $\rho_L D_H^3$, $\rho_L \overline{U}_L^2$ les unités de longueur, de vitesse, de masse et de pression. Les grandeurs adimensionnelles sont indicées par le symbole +.

Les équations de continuité et de quantité de mouvement projetées sur l'axe i peuvent alors s'écrire :

$$\frac{\partial v_{iK+}}{\partial x_{i+}} = 0$$

$$\frac{\partial v_{iK+}}{\partial t+} + \frac{\partial v_{iK+}\, v_{jK+}}{\partial x_{j+}} = - \frac{\rho_L}{\rho_K} \frac{\partial p_{K+}}{\partial x_{i+}} + \frac{\nu_K}{\overline{U}_L D_H} \Delta_+ v_{iK+} + \frac{g_i D_H}{\overline{U}_L^2}$$

Les conditions d'interface sont :

$$v_{iL+} = v_{iG+}$$

$$\left[- p_{G+} \cdot \delta_{ij} + \frac{\rho_G}{\rho_L} \cdot \frac{\mu_G}{\rho_L \overline{U}_L D_H} \cdot \left(\frac{\partial v_{iG+}}{\partial x_{j+}} + \frac{\partial v_{jG+}}{\partial x_{i+}} \right) \right] \cdot n_{iG}$$

$$+ \left[- p_{L+} \cdot \delta_{ij} + \frac{\mu_G}{\rho_L \overline{U}_L D_H} \cdot \left(\frac{\partial v_{iL+}}{\partial x_{j+}} + \frac{\partial v_{jL+}}{\partial x_{i+}} \right) \right] \cdot n_{iL} + \frac{\sigma}{\rho_L \overline{U}_L^2 D_H} \cdot \left(\frac{1}{R_{1+}} + \frac{1}{R_{2+}} \right) \cdot n_{iG} = 0$$

Il reste à exprimer les conditions aux limites (en employant les mots amont et aval relativement à l'émulseur) :

- conditions d'adhérence à la grille de l'émulseur : elles font intervenir la géométrie adimensionnelle de la grille et les paramètres $\frac{d}{D_H}$, θ , $\frac{L_E}{D_H}$.

- conditions aux limites amont pour l'eau et l'air : elles font intervenir en particulier la structure interne de l'émulseur symbolisée par le paramètre $\frac{D_E}{D_H}$ et surtout le rapport des vitesses débitantes $\frac{\overline{U}_G}{\overline{U}_L}$.

- conditions aux limites aval : elles font intervenir la géométrie du canal et le rapport $\frac{L}{D_H}$.

En regroupant ce qui précède, on obtient un ensemble complet de paramètres, que nous classons de la manière suivante :

- paramètres géométriques : $\frac{L}{D_H}$, $\frac{d}{D_H}$, θ , $\frac{D_E}{D_H}$, géométries adimensionnelles de la grille, de la structure interne de l'émulseur et du canal.

- paramètres hydrodynamiques : $\frac{\overline{U}_G}{\overline{U}_L}, \frac{\rho_L \overline{U}_L D_H}{\mu_L}, \frac{g_1 D_H}{\overline{U}_L^2}, \frac{g_2 D_H}{\overline{U}_L^2}, \frac{g_3 D_H}{\overline{U}_L^2}$,

$$\frac{\sigma}{\rho_L \overline{U}_L^2 D_H}, \frac{\rho_L}{\rho_G}, \frac{\mu_L}{\mu_G}.$$

- conditions aux limites amont.

3.1.3. Position du problème

Ce qui précède permet de mieux définir notre problème ; sa structure étant choisie, un émulseur est déterminé par un ensemble de paramètres adimensionnels d'origine géométrique. Nous devons donc étudier l'influence de ces paramètres sur l'émulsion, d'où la nécessité d'une installation permettant de les faire varier de manière indépendante.

Aucune étude n'ayant abordé le problème sous cet angle, la revue bibliographique effectuée n'a pu, comme nous l'avons constaté, nous apporter que des informations très fragmentaires. Ceci assure cependant l'originalité de notre travail.

3.2. DESCRIPTION DE L'INSTALLATION

L'installation est horizontale du fait de l'application particulière pour laquelle elle a été réalisée. Malgré les difficultés supplémentaires de construction, nous avons dû opter pour une section rectangulaire très allongée, de telle manière que, l'écoulement étant supposé bidimensionnel autour du plan vertical de symétrie, on puisse y limiter les mesures locales (l'action de la pesanteur fausserait en effet ces mesures dans le cas d'une conduite à section circulaire). En simple phase, on sait que l'écoulement devient bidimensionnel autour du plan de symétrie pour un rapport longueur/largeur égal à 5 : nous nous sommes contentés ici de reconduire ce rapport.

Les débits volumiques maximaux nous étant imposés, l'aire de la section s'est trouvée déduite des vitesses débitantes que nous voulions atteindre. Nous avons donc choisi une section de 24×120 mm^2.

3.2.1. Description globale.

L'installation est composée de cinq parties (voir figures 3-1, 3-2) :

- le circuit d'alimentation en eau, composé d'une longueur de tranquillisation au centre de laquelle est placé un débitmètre à hélices, d'un convergent-divergent, symbolisé par CV, permettant de passer de la section circulaire à la section rectangulaire.
- le circuit d'alimentation en air composé de deux tuyaux où sont disposés deux cols soniques de caractéristiques identiques et alimentés avec la même pression amont.

Il est important de souligner que les débits d'air et d'eau peuvent être fixés indépendamment l'un de l'autre.

- un ensemble symbolisé par E au milieu duquel est situé l'émulseur

à section rectangulaire composé principalement de deux plaques rectangulaires ($120 \times L_E$ mm^2). L'air est insufflé au travers de ces deux plaques dans la veine liquide (les débits massiques d'air au travers de ces deux plaques sont égaux du fait des cols soniques). Les plaques sont soit des grilles comportant des orifices circulaires de diamètre d disposés selon un réseau hexagonal, soit des plaques poreuses (variété BM 100 d'épaisseur 3 mm de chez Métafram ; le côté lisse de la plaque constitue la paroi du canal). Deux grilles intermédiaires jouent le rôle de diffuseur. Les caractéristiques des plaques sont données plus précisément dans la table 3-1. L'émulseur est suivi d'un tuyau de section rectangulaire constante (120×24 mm^2) de longueur 100 mm permettant le raccord à

- un tuyau de section rectangulaire constante 120×24 mm^2 de longueur variable. Nous disposons en effet de deux tronçons de longueurs 500 et 1000 mm.

- ce tuyau débouche sans transition dans un tuyau souple de plus grande section qui débouche à gueule-bée dans un séparateur par effet centrifuge.

Pour symboliser la structure variable de l'installation nous la notons par exemple CV E 1000 500, ce qui signifie que nous trouvons dans le sens de l'écoulement le convergent-divergent, l'émulseur et un tuyau à section rectangulaire de longueur 1600 mm (en effet l'émulseur est immédiatement suivi du raccord de 100 mm, puis des deux tronçons de 1000 et 500 mm : voir la figure N° 3-1).

Enfin de nombreux bouchons disposés à la paroi du canal permettent d'effectuer des mesures de pression ou d'introduire dans l'écoulement des sondes et bisondes pour des explorations verticale et horizontale, comme cela sera précisé ci-dessous.

3.2.2. Description des émulseurs.

Le corps de l'émulseur (voir fig. N° 3.4.a) peut être considéré comme l'intersection de deux parallélipipèdes rectangles de sections 24×120 mm^2 et 200×120 mm^2.

Le premier long de 400 mm matérialise en partie la section d'essai ; les parois latérales de la veine sont amovibles :

modifiables, elles permettent des mesures de pression statique o l'introduction de sondes dans l'écoulement ; les parties amont et aval de l'installation se raccordent aux deux brides situées aux extrémités.

Le second parallèlipipède matérialise les boîtes à air dans lesquelles vont s'introduire les tamis portant les grilles (voir fig. N° 3-3).

3.2.2.1. Emulseurs à section constante (fig. 3-4.b).

On matérialise la conduite à section constante en introduisant un tamis dans chaque boîte à air ; un second tamis jouan le rôle de diffuseur est positionné et une plaque solidaire de l'arrivée d'air permet de fermer chaque boîte à air. L'ensemble est rendu étanche par des joints plats situés entre chaque pièce

Les caractéristiques géométriques de l'émulseur peuven être modifiées comme suit :

- on change le diamètre d des orifices en changeant de tamis.
- on change la longueur L_E de la plaque en vissant sur celle-ci, côté boîte à air pour ne pas perturber l'écoulement, un ensemble joint plat-plaque pleine.

3.2.2.2. Emulseurs à section variable (fig. N° 3-4.c).

Ce type d'émulseur fait toujours passer d'une section 12 x 120 mm^2 à une section 24 x 120 mm^2 (l'angle θ n'est donc pa indépendant de la longueur de l'émulseur). Pour matérialiser la section 12 x 120 mm^2 à partir du corps de l'émulseur, on introdu deux cylindres en laiton, immédiatement en amont des tamis, comme cela est indiqué sur la figure.

Pour simplifier le montage, la grille du diffuseur a é rendue solidaire du tamis portant la plaque qui permet de matéria liser la veine de l'émulseur. Deux types de tamis sont utilisés suivant la longueur de l'émulseur. L'ensemble est fermé comme pr cédemment par les deux plaques solidaires des arrivées d'air.

3.2.3. Récapitulation.

Cette installation n'a pas posé de problèmes technologiques importants. Elle est suffisamment souple pour permettre de faire varier les conditions aux limites amont et aval grâce aux deux tronçons de 500 et 1000 mm et l'ensemble des paramètres géométriques :

- le type d'émulseur : à section variable ou constante.
- les caractéristiques des plaques par changement de tamis.
- la longueur L_E des plaques.

Seul D_E ne peut être modifié, mais du fait du mode de fonctionnement que nous allons constater, cette dimension n'aura pas d'importance.

Un inconvénient doit cependant être signalé : le raccord entre la paroi et le tamis ne peut être entièrement supprimé ; malgré le soin apporté à la réalisation et au montage, une légère irrégularité de paroi subsiste. Il était impossible, du point de vue des coûts et délais, de supprimer ce vice de conception.

Rappelons enfin que nous pouvons fixer les débits d'air et d'eau indépendamment l'un de l'autre.

3.3. MESURES DES DEBITS ET DES PRESSIONS STATIQUES.

3.1.1. Mesures des débits.

Comme nous mesurons le débit d'une phase, lorsqu'elle est seule présente, ces mesures ne présentent pas de problème particulier.

Le débit d'eau est mesuré à l'aide d'un débitmètre à hélice Faure-Hermann positionné au centre d'une longueur de tranquillisation, située en amont de l'installation proprement dite l'erreur commise dans la mesure de la vitesse débitante de l'eau notée $\overline{U}_L$ (définie comme le rapport du débit volumique et de la section de la conduite d'essai) est estimée à 0,07 m/s.

Le débit d'air est mesuré à l'aide des cols soniques situés avant chaque boîte à air : la lecture de la pression permet de connaître le débit d'air, quand les cols sont amorcés. L'erreur commise dans la mesure de la vitesse débitante de l'air $\overline{U}_{G,a}$ rapportée à la section et à la pression atmosphérique est estimée à 0,08 m/s.

3.3.2. Mesures des pressions statiques.

3.3.2.1. Les prises de pression.

Un problème particulier se pose dans notre cas, puisqu'si aucune précaution particulière n'est prise, il existe deux phases dans la prise de pression. La mesure peut donc être faussée par des effets de capillarité et de pesanteur (voir Note).

Note : Pochard (communication personnelle, 1972) a conçu et mis point un appareil qui permet de purger l'ensemble du circuit de mesures en début d'expériences puis d'assurer un faible débit d'e de manière à éviter l'introduction de bulles dans la prise de pression. Ce dispositif n'est pas utilisé ici.

Nous avons simplement résolu en partie ce problème en disposant l'ensemble du circuit de mesure dans un plan horizontal, ce qui élimine l'influence de la pesanteur et réduit l'introduction d'air.

De manière générale donc, les orifices des prises de pression sont situés dans le plan horizontal de symétrie de l'installation. Ils ont été réalisés par analogie avec ceux utilisés en simple phase (diamètre de 0,5 mm donc inférieur au $1/50^{e}$ du diamètre hydraulique ; longueur de 1 mm). Ils sont situés au centre de bouchons de laiton normalisés, qui sont maintenus à l'aide de cavaliers extérieurs, l'étanchéité étant obtenue par un joint torique (voir fig. N° 3-5).

Cette disposition présente l'avantage de permettre l'usinage correct des orifices, mais les bouchons entraînent l'existence d'une discontinuité à la paroi, qu'on a évidemment cherché à réduire au mieux.

3.3.2.2. Capteurs de pression et mesures

Nous utilisons généralement des capteurs de pression dont la membrane porte un pont de jauges de contraintes, alimentés en continu.

Un central de mesures, conçu et réalisé sous la direction de R. Pochard, alimente les capteurs, lit de manière pratiquement simultanée l'ensemble des voies de mesures et convertit les signaux analogiques en digitaux qui sont ensuite perforés sur un ruban.

Des programmes particuliers sont utilisés pour le traitement de ce ruban : les voies utiles sont sélectionnées, les zéros ajustés et les conversions faites ; comme en général cinq mesures successives sont effectuées pour un même ensemble de conditions, les moyennes et les dispersions statistiques rapportées aux moyennes sont calculées. La dérive des zéros est contrôlée.

La quantité et la qualité des mesures sont considérablement accrues avec cet ensemble. De plus le traitement des données par ordinateur permet par exemple de tester rapidement certains groupements adimensionnels, lors de l'interprétation des résultats.

3.3.2.3. Erreurs.

Les erreurs de linéarité, d'hystérésis et de mobilité sont estimées à 1 %.

En fait l'erreur la plus importante est due généralemer à la dérive du zéro du capteur surtout dans les gammes de faible pression.

En conséquence, l'erreur totale effectuée dans nos mesures est la somme des deux précédentes, la seconde étant systématiquement donnée pour toutes nos expériences.

Comme on le verra plus loin, la reproductibilité de nos mesures est généralement excellente.

3.4. UTILISATION DES SONDES A VARIATION D'IMPEDANCE.

Les mesures globales fournissent évidemment des informations utiles, mais il est indispensable de mesurer les caractéristiques locales de l'écoulement, comme les vitesses et le taux de vide , qui est, comme nous l'avons souligné, une grandeur spécifique de la double phase.

Les sondes à variation d'impédance permettent de mesurer la fonction indicatrice de phase dans le cas d'un liquide conducteur, qu'on doit ensuite traiter de manière statistique, la quantité la plus simple à obtenir étant le taux de vide.

Par intercorrélation, on peut aisément mesurer ce que nous appelons improprement la vitesse d'interface. Même si son utilisation est délicate, nous avons préféré ce procédé à d'autres tels que le tube de Pitot, dont même le résultat brut est sujet à caution.

3.4.1. Description ; principe.

La sonde consiste en un tube de métal cylindrique à l'intérieur duquel se trouve un fil conducteur très fin (de 5 à 20 µ de diamètre et de 15 à 50 µ de long) recouvert sauf à son extrémité d'un isolant (voir fig. N° 3-6, où est également représentée une sonde à deux antennes dite bisonde).

Les variations d'impédance correspondant aux changements de phase sont transformées en signaux électriques de la manière suivante. Un amplificateur opérationnel fournit le courant nécessaire pour maintenir une d.d.p. constante, dite tension de consigne entre la pointe de la sonde et l'eau. Le signal utile est constitué par la tension image de ce courant ; un exemple des signaux obtenus dans notre installation est donné dans la figure n° 3-7.

Enfin l'extrémité de la sonde est disposée parallèlement à l'écoulement de manière à "piquer" les bulles.

La principale originalité de cet appareillage conçu et mis au point par Lécroart (1971), par rapport à d'autres (Collectif, 1969) réside dans sa partie électronique qui permet l'analyse de phénomènes très rapides.

L'utilisation pratique de cet instrument pose quelques problèmes que nous aborderons après avoir décrit son montage dans l'écoulement.

3.4.2. Montage des sondes et bisondes.

3.4.2.1. Dans la conduite (voir fig. N° 3-2 et 3-5).

La sonde est introduite dans la conduite à l'aide d'un bouchon standard, maintenu en position par des cavaliers. Les étanchéités bouchon-sonde et bouchon-paroi sont réalisées à l'aide de joints toriques.

Un chariot dont le sabot est fixé au cavalier permet de déplacer la sonde, sa position étant repérée au 1/10° de mm par l'intermédiaire d'un compte-tours.

Selon l'orifice de la conduite, on peut ainsi effectuer des mesures dans les plans verticaux et horizontaux de symétrie.

3.4.2.2. Dans l'émulseur (fig. 3-8).

Du fait des boîtes à air, on ne peut introduire une sonde dans l'émulseur que par les parois latérales. Deux degrés de liberté sont donc requis pour l'exploration des plans verticaux et horizontaux.

Le mécanisme mis au point comporte trois parties principales :

- une fermeture (a) de l'émulseur comportant plusieurs orifices rectangulaires, dont l'utilisation permet l'exploration du canal à plusieurs cotes fixes.

- une pièce verticale fixe (b) dont la partie mâle, divisée en deux parties par un sillon vertical, se loge dans un orifice de (a). L'étanchéîté entre (a) et (b) est assurée par un joint plat.

- une pièce mobile verticalement (c), comportant un orifice au travers duquel passe la sonde (horizontale) ; une vis de précision assure le déplacement et le repérage de (c) par rapport à (b) ; (c) est serrée et guidée par deux cavaliers solidaires de (b), un joint torique logé dans une gorge de (b) assurant l'étanchéité entre les deux pièces. Un chariot solidaire de (c) permet de déplacer horizontalement et de repérer la sonde.

3.4.3. La discrimination des signaux.

3.4.3.1. Position du problème.

La tension de sortie doit être discriminée pour obtenir des signaux logiques proportionnels aux fonctions indicatrices de phase $X_L(t)$ ou $X_G(t)$, comme ceci est représenté dans la figure N° 3-9. Il est aisé de constater que les caractéristiques mesurées de l'écoulement, et en particulier le taux de vide, dépendent du seuil de discrimination choisi.

Le seuil doit donc être déterminé en comparant les résultats obtenus à l'aide des sondes à ceux obtenus à l'aide d'un appareil de mesure absolu, qui est le plus souvent basé sur l'absorption par l'émulsion de rayons × ou ϖ. On suppose de plus que, si les moyennes du premier ordre (taux de vide) coïncident, l'appareil est correctement réglé.

Un banc d'étalonnage mis au point par Pochard a permis de vérifier que les deux mesures coïncidaient effectivement.

Nous avons cependant effectué quelques mesures de contrôle pour montrer que les sondes utilisées ont des propriétés satisfaisantes dans nos conditions de vitesse.

3.4.3.2. Les mesures de contrôle.

- On constate sur la figure N° 3-10 que dès que le seuil peut être placé de manière suffisamment précise, le taux de vide ne dépend plus de la tension de consigne.

- La tension de consigne étant suffisamment élevée, le taux de vide est mesuré pour différentes valeurs du seuil. On note

sur la figure n° 3-11 que, quelle que soit la distance de la son à la paroi, le taux de vide est pratiquement constant quand le seuil est situé entre les niveaux eau (noté 1) et air (noté 0) q sont définis sur la figure n° 3-9. Ceci s'explique aisément, car dans nos conditions de vitesse, les temps de montée et de descen de la tension de sortie (voir figure n° 3-7) sont courts devant les durées des signaux ; en conséquence le taux de vide dépend finalement peu de la position du seuil pourvu qu'il soit situé entre les niveaux air et eau.

Par contre, il a été montré (Note) que le positionneme du seuil était un problème difficile dans le cas où l'écoulement est très rapide (quelques dizaines de mètres par seconde) : les courbes en palier de la figure n° 3-11 sont alors remplacées par des droites dont la pente n'est pas négligeable.

Dans ce qui suit, le seuil est toujours nettement positionné à mi-distance des niveaux eau et air, conditions qui nous semblent être les plus favorables à l'obtention de bonnes mesures

- les résultats sont bien reproductibles, comme le montrent les profils de taux de vide de la figure n° 3-12. Signalons également que l'installation a été démontée puis remontée entre les deux séries de mesures.

- une sonde donne une série de valeurs de taux de vide très proches les unes des autres. Par exemple, la dispersion statistique rapportée à la moyenne est égale à 0,6 % pour une série de 15 mesures.

- Enfin deux sondes placées au même point, dans les mêmes conditions, donnent des valeurs de taux de vide pratiquemen identiques.

3.4.3.3. Conclusion.

L'ensemble de ces mesures de contrôle, ainsi que les ré sultats positifs obtenus par ailleurs (étalonnage par rayons X :

Note : Lécroart : communication personnelle.

étude locale par visualisation de Lewi, 1975) ont permis l'utilisation systématique des sondes à variations d'impédance dans notre étude.

3.4.4. Traitement statistique des signaux logiques.

3.4.4.1. Taux de vide.

Avec l'appareillage à notre disposition, nous pouvons l'obtenir de deux manières différentes :

- soit par intégration analogique de la fonction indicatrice de phase.

- soit de manière numérique : le signal logique commande une porte qui laisse passer des impulsions de haute fréquence pendant les temps air. Le taux de vide est alors égal au rapport du nombre d'impulsions ayant franchi la porte au nombre total d'impulsions émises par le générateur.

En pratique, nous n'avons utilisé que la seconde méthode.

3.4.4.2. Vitesse d'interface.

3.4.4.2.1. Généralités.

Les signaux logiques obtenus à partir des deux antennes d'une bisonde sont intercorrélés (voir les figures n° 3-6 et 3-7), les deux extrémités étant parallèles à la direction moyenne de l'écoulement et séparées par une distance Δx.

L'intercorrélation $\overline{X_{G,1}(t)\, X_{G,2}(t-\tau)}$ (l'indice référant à chaque antenne) admet un maximum pour τ égal à $\Delta\tau$; on appelle vitesse d'interface la quantité :

$$V_I = \frac{\Delta x}{\Delta \tau}$$

L'intercorrélation des fonctions indicatrices de la phase liquide $\overline{X_{L,1}(t)X_{L,2}(t-\tau)}$ admet un maximum pour le même temps $\Delta\tau$ comme le montre la relation :

$$\overline{X_{G,1}(t)X_{G,2}(t-\tau)} = \alpha_1 + \alpha_2 - 1 + \overline{X_{L,1}(t)X_{L,2}(t-\tau)}$$

On peut montrer également que le minimum de la fonctio $\overline{X_{G,1}(t)X_{L,2}(t-\tau)}$ est obtenu pour le même temps $\Delta\tau$.

Ainsi les fonctions indicatrices de phase ne nous fourn nissent qu'un temps et donc qu'une vitesse, qui n'est pas caractéristique de l'une ou l'autre phase.

3.4.4.2.2. Remarques.

De manière évidente (Lewi, 1973 b), le temps $\Delta\tau$ corre pond au minimum de la fonction $\overline{[X_{G,1}(t) - X_{G,2}(t-\tau)]^2}$; les fon tions indicatrices de phase coïncident donc au mieux pour ce tem Par exemple si les fonctions indicatrices de phase se propagent sans déformation, nous pouvons écrire :

$$X_{G,2}(t) = X_{G,1}(t-\delta)$$

en conséquence le temps $\Delta\tau$ est égal dans ce cas particulier au temps δ.

Tentons enfin d'énumérer les cas où il est théoriqueme possible de déduire la vitesse de l'une des phases de la vitesse d'interface : pour cela il faut que la mesure de la fonction ind catrice de la phase soit équivalente à l'identification d'une de ses particules. Deux conditions sont donc a priori nécessaires : la vitesse transversale de la phase considérée est faible (de manière à bien prendre en compte les mêmes particules sur les sond amont et aval), les fonctions indicatrices se déforment peu. Alor la déduction est possible dans les deux cas suivants :

- l'une des phases est très finement dispersée.
- le glissement est nul et les fluctuations de vitesses longitudinales sont faibles à l'intérieur de chaque phase.

Enfin dans le cas général, on ne peut rien affirmer.

Pour conclure, c'est à cause de l'insuffisance de principe de la mesure et non pas de son traitement qu'on ne peut

généralement rattacher la vitesse d'interface à la vitesse réelle du fluide.

3.4.4.3. Autres traitements.

Les signaux logiques sont susceptibles de traitements statistiques multiples. Lécroart (1972) en a, par exemple déduit un modèle pour l'émulsion, modèle défini dans l'hypothèse de bulles sphériques et donnant la distribution en diamètre des bulles ainsi que les lois statistiques de leur passage en un point.

Dans ce qui suit, on trouvera une application originale des intercorrélations entre les signaux logiques issus de deux sondes.

3.5. MESURE DU TAUX DE VIDE PAR RAYONS X ou γ.

Ce procédé est couramment utilisé pour déterminer la valeur moyenne du taux de vide, mais il peut également servir à vérifier le bon fonctionnement de sondes, comme nous l'avons signalé plus haut. Il importe donc de bien connaître les possibilités de ce type de mesure.

Après une introduction qui permet de poser le problème et d'effectuer une revue bibliographique, nous définissons deux erreurs dont l'une est dite statistique et l'autre de méthode (pour d'autres causes voir : Petrick, 1958 et le collectif de 1969). La prise en compte des caractéristiques de l'écoulement conduit à une formule plus précise ainsi qu'à la détermination des erreurs commises.

Des mesures originales d'intercorrélation de signaux de sondes permettent l'application pratique de ces calculs.

Ceci a fait l'objet d'une communication (Adler, 1973).

3.5.1. Introduction.

3.5.1.1. Généralités.

La mesure du taux de vide par rayons X est schématisée sur la figure N° 3-13 . $n_o(t)$ et $n(t)$ désignent respectivement le nombre de désintégrations par seconde à l'instant t aux points d'abscisses 0 et $\overline{3}$. La moyenne temporelle est notée par le symbole $\overline{}$.

Nous supposons que : le faisceau est monochromatique (a) et linéaire (b), le coefficient d'absorption dans l'air est négligeable vis-à-vis de celui dans l'eau qui est noté $\mu(c)$, l'écoulement est bidimensionnel (d) et stationnaire (e).

La source de rayons X étant statistiquement indépendante des phénomènes hydrodynamiques, nous avons la relation suivante sous réserve des hypothèses (a,b,c,e) :

$$\overline{n(t)} = \overline{n_o(t)} . \overline{\exp\left[-\mu \int_o^3 X_L(z,t).dz\right]}$$

3.5.1.2. Position du problème, revue bibliographique.

Le principal problème est dû au caractère non-linéaire de l'exponentielle, ce qui entraîne que le résultat va dépendre des caractéristiques statistiques de la fonction indicatrice de la phase liquide. Appliquons en effet la formule précédente aux deux cas extrêmes appelés écoulements série et parallèle (figure N° 3-C), $\overline{n_L(t)}$ étant la valeur de $\overline{n(t)}$ quand le canal est rempli d'eau :

- formule série

$$\langle\alpha\rangle = \frac{\text{Log}\dfrac{\overline{n(t)}}{\overline{n_L(t)}}}{\text{Log}\dfrac{\overline{n_o(t)}}{\overline{n_L(t)}}}$$

- formule parallèle :

$$\langle\alpha\rangle = \frac{\dfrac{\overline{n(t)}}{\overline{n_L(t)}} - 1}{\dfrac{\overline{n_o(t)}}{\overline{n_L(t)}} - 1}$$

Les deux formules coïncident si les trois quantités $\overline{n_o(t)}$, $\overline{n_L(t)}$ et $\overline{n(t)}$ sont très proches ; dans le cas contraire, les différences peuvent être importantes (voir le collectif de 1969) et il se pose donc un problème de choix.

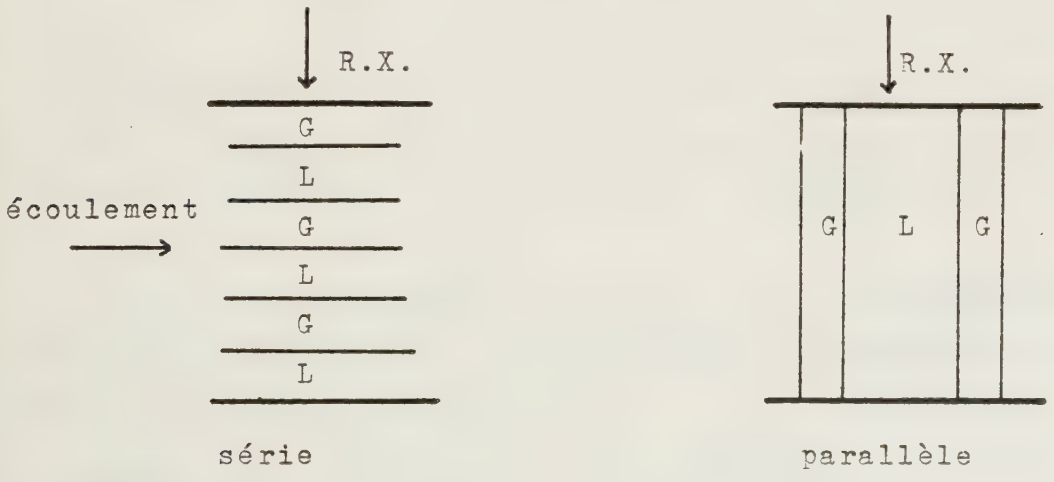


Fig. 3-C.

Pour obtenir des formules intermédiaires, certains auteurs ont utilisé des maquettes en plexiglass de manière à simuler des structures statistiques plus complexes (Petrick, 1958 par exemple). En fait la seule manière correcte de résoudre ce problème est, lorsqu'on dispose de l'électronique appropriée (Jones, 1970 ; Piper, 1971), de moyenner directement la quantité $\mathrm{Log}\frac{n(t)}{n_o(t)}$; le taux de vide est alors donné par :

$$\langle\alpha\rangle = 1 + \frac{1}{\mu\mathfrak{Z}} \cdot \overline{\mathrm{Log}\,\frac{n(t)}{n_o(t)}}$$

Mais outre des problèmes spécifiques à l'électronique (dérive, réponse en fréquence, ...), il est évident que $n_o(t)$ doit être pratiquement constant, ce qui nécessite une source stable mais aussi très puissante de manière à ce que son inévitable fluctuation statistique soit négligeable.

Pour éliminer cet inconvénient, nous proposons ici d'utiliser les caractéristiques statistiques de l'écoulement. Pour ce faire, mettons l'expression générale sous la forme :

$$\overline{n(t)} = \overline{n_o(t)}.A.\exp\left[\mu\mathfrak{Z}\left(\langle\alpha\rangle - 1\right)\right]$$

avec $$A = \exp\left[\mu \int_o^{\mathfrak{Z}} X'_G(z,t).dz\right]$$

$$X'_G(z,t) = X_G(z,t) - \alpha\,(z)$$

L'erreur commise dans la détermination de A est appelée erreur de méthode. Nous déterminons ci-dessous A et cette erreur, sous réserve de l'hypothèse d qui implique : $\alpha(z) = \alpha = \langle\alpha\rangle$.

3.5.2. Estimation de A.

En développant l'exponentielle, A se met de manière évidente sous la forme :

$$A = 1 - \frac{\mu^2}{2} \cdot K_2 + M$$

avec $$K_2 = \frac{\overline{\left(\int_0^{\mathfrak{Z}} X_G'(z,t).dz\right)^2}}{M = \exp\left[\mu\int_0^{\mathfrak{Z}} X_G'(z,t).dz\right] - \sum_{n=0}^{2} \frac{\mu^n}{n!}\left(\int_0^{\mathfrak{Z}} X_G'(z,t).dz\right)^n}$$

3.5.2.1. Calcul de K_2

Soit $\rho(z_1, z_2)$ le coefficient de corrélation des fonctions $X_G(z_1,t)$ et $X_G(z_2,t)$:

$$\rho = \frac{\overline{X_G'(z_1,t).X_G'(z_2,t)}}{\sqrt{(\alpha_1 - \alpha_1^2)\ (\alpha_2 - \alpha_2^2)}}$$

D'après l'hypothèse d, ρ ne dépend que de $|z_1-z_2|$ et α_1 est égal à α_2. De plus, un coefficient de corrélation peut toujours se mettre sous la forme d'une exponentielle, sauf naturellement dans la région proche de l'origine, ce qui n'a pas d'importance dans une intégration. Nous posons donc :

$$\rho(|z_1 - z_2|) = \exp\left(-\frac{|z_1 - z_2|}{l_c}\right)$$

Utilisons cette expression pour calculer K_2 :

$$K_2 = \int_{[0,\mathfrak{Z}]^2} \overline{X_G'(z_1,t)\ X_G'(z_2,t)}\ dz_1\ dz_2 = 2\ (\alpha - \alpha^2).\mathfrak{Z}^2.\eta$$

avec $$l_{c*} = \frac{l_c}{\mathfrak{Z}} \quad ; \quad \eta = l_{c*}.\left(1 - l_{c*} + l_{c*}.e^{-\frac{1}{l_{c*}}}\right)$$

3.5.2.2. Majoration de $|M|$.

Posons : $u = \mu\int_0^{\mathfrak{Z}} X_G'(z,t).dz$

Par définition, u est toujours compris dans l'intervalle $[-\mu\mathfrak{Z}\alpha,\ (1-\alpha)\ \mu\mathfrak{Z}]$.

De plus, de manière évidente nous avons :

$$|M| \leqslant \overline{\left|\exp u - \left(1 + u + \frac{u^2}{2}\right)\right|}$$

Puisque u varie dans un intervalle borné, la valeur absolue précédente peut elle-même être majorée par un monôme du second degré. En conséquence :

$$|M| \leqslant a \overline{u^2} = a \mu^2 K_2$$

avec

$$a = \text{Max}\left[\frac{\exp[\mu\mathfrak{Z}(1-\alpha)] - [1+\mu\mathfrak{Z}(1-\alpha)+0,5(\mu\mathfrak{Z}(1-\alpha))^2]}{[\mu\mathfrak{Z}(1-\alpha)]^2}\right.,$$

$$\left.\frac{1 - \mu\mathfrak{Z}\alpha + 0,5(\mu\mathfrak{Z}\alpha)^2 - e^{-\mu\mathfrak{Z}\alpha}}{(\mu\mathfrak{Z}\alpha)^2}\right]$$

On doit enfin noter que cette estimation peut être trop importante puisque la valeur réelle du taux de vide est nécessairement comprise entre les valeurs série et parallèle ; dans certains cas, l'erreur peut donc être minorée à partir de cette remarque : soit $\mathcal{M}$ la meilleure estimation de l'erreur de méthode.

3.5.2.3. Conclusion.

Nous pouvons résumer ce qui précède par la formule :

$$|A - 1 - (\mu\mathfrak{Z})^2 \alpha(1-\alpha)\eta| \leqslant \mathcal{M}$$

qui nous fournit la correction à A, ainsi que l'erreur de méthode $\mathcal{M}$.

Nous remarquerons que :

- A est égal à 1 si l_{c*} est nul, ou si le taux de vide est égal à zéro ou à un.

- la correction et l'erreur de méthode sont des fonctions croissantes de $\mu\mathfrak{Z}$.

3.5.3. Calcul du taux de vide.

Le taux de vide est donné par la formule :

$$\alpha = \alpha_S - \frac{\text{Log } A}{\mu\mathfrak{Z}}$$

avec: $\overline{n_L}$ valeur de $\overline{n}$ le canal étant rempli d'eau, α_S valeur série du taux de vide.

A étant fonction de α, la formule précédente ne nous fournit la valeur de α qu'après un calcul d'itération du type :

$$\alpha_1 = \alpha_S - \frac{\text{Log } A(\alpha_S)}{\mu_3} \quad , \quad \alpha_2 = \alpha_S - \frac{\text{Log } A\ (\alpha_1)}{\mu_3} \quad , \quad ---$$

Dans le cas particulier où la correction apportée à A est très petite devant 1, on peut développer le logarithme ; le taux de vide est alors solution de l'équation du second degré :

$$(\mu_3 \eta)\alpha^2 - (1 + \mu_3 \eta)\ \alpha + \alpha_S = 0$$

qui admet toujours une racine unique entre 0 et 1.

Des calculs systématiques ont été effectués sur ordinateur : un extrait des résultats, illustré par la figure N° 3-14, est donné dans le tableau N° 3-2.

3.5.4. Applications.

3.5.4.1. Précision des mesures.

Nous négligeons ici l'erreur commise dans la mesure de μ_3 vis-à-vis des autres ; un calcul d'erreur classique nous permet d'obtenir, à partir de la formule donnée en 3.5.3. :

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{1}{\alpha\mu_3} \cdot \frac{\Delta\overline{n}}{\overline{n}} + \frac{1}{\alpha\mu_3} \cdot \frac{\Delta A}{A}$$

La précision de la mesure de α est donc la somme de deux termes :

- le premier correspond à la dispersion des résultats due à la statistique des désintégrations et de l'écoulement : nous l'appelons précision statistique

- le second correspond à l'erreur de méthode ; il est donc appelé précision de méthode.

Ce dernier terme a été systématiquement calculé sur ordinateur (voir figure n° 3-15.).

3.5.4.2. Choix d'une source.

3.5.4.2.1. Evaluation de l_c.

Nous avons mesuré $\overline{X'_G(z_1,t)\, X'_G(z_2,t)}$ à l'aide de deux sondes à variation d'impédance, positionnées dans la zone centr du canal à section rectangulaire, comme l'indique la figure N° 3-16.

Les seuils de discrimination sont placés à mi-distance des niveaux air et eau.

Les résultats expérimentaux ont été représentés sur la figure N° 3-17, $\overline{U}_{G,a}$ et $\overline{U}_L$ désignant les vitesses débitantes de gaz (à la pression atmosphérique) et de liquide.

De ceci, nous avons déduit que l_c est, en ordre de grandeur, égal à 3 mm, ce qui entraîne : $\eta = 0{,}024$.

Insistons enfin sur le fait que cette mesure est entièrement originale.

3.5.2.2. Choix d'une source.

Supposons que $\frac{\Delta\overline{n}}{\overline{n}}$ est égal à 0,03 (ce résultat obtenu par ailleurs permet de fixer les idées). Choisissons $\alpha = 0{,}74$ (ce qui donne la meilleure comparaison pour $l_c = 3$ mm). Nous obtenons alors la précision de la mesure p_r (en %):

$\mu\mathfrak{Z}$	0,5	1	1,5	2	2,5
p_r	8,2	4,2	3	2,4	2,3

Dans ce cas particulier, la précision est une fonction décroissante de $\mu\mathfrak{Z}$: la source choisie doit donc être telle que $\mu\mathfrak{Z}$ soit égal à 2,5 (ce qui correspond, à peu de choses prés, à de l'américium pour notre valeur de $\mathfrak{Z}$).

3.5.5. Généralisations.

3.5.5.1. Cas d'un gaz absorbant.

La formule générale est :

$$\overline{n(t)} = \overline{n_o(t)} \cdot \exp\left[-\mu^G \int_o^{\mathfrak{Z}} X_G(z,t).dz - \mu \int_o^{\mathfrak{Z}} X_L(z,t).dz\right]$$

$$= \overline{n_o(t)} \cdot \exp\left[-(\mu^G.\alpha + \mu.(1-\alpha))\,\mathfrak{Z}\right] \cdot \exp\left[(\mu-\mu^G) \int_o^{\mathfrak{Z}} X'_G(z,t).dz\right]$$

Tout ce qui précède est alors valable à condition de remplacer μ par $(\mu-\mu^G)$.

3.5.5.2. Ecoulement non bidimensionnel.

Sur le plan théorique, il n'y a aucune difficulté à abandonner l'hypothèse d : il suffit de pouvoir évaluer K_2 à partir de résultats expérimentaux.

Pour évaluer a, il suffit de dire que u appartient à l'intervalle $\left[-\mu\mathfrak{Z}\,\alpha_{max},\ (1-\alpha_{min})\,\mu\mathfrak{Z}\right]$.

De manière moins précise, il peut suffire d'estimer l'intervalle, dont une des bornes est 1, où se situe A. Comme α_{min} est généralement nul, l'intervalle de variations de u sera $\left[-\mu\mathfrak{Z}\,\alpha_{max},\ \mu\mathfrak{Z}\right]$. Dans cet intervalle, la fonction $e^u - (1 + u)$ peut être majorée par :

$$\frac{e^{\mu\mathfrak{Z}} - (1 + \mu\mathfrak{Z})}{(\mu\mathfrak{Z})^2}.u^2 = bu^2$$

Ainsi : $0 \leqslant A - 1 \leqslant b\,\mu^2 K_2$

Si $l_{c,max}$ est la valeur maximale de l_c au travers de l'écoulement, à laquelle correspond $l_{c*,max}$, on obtient alors :

$$0 \leqslant A - 1 \leqslant \frac{e^{\mu\mathfrak{Z}} - (1 + \mu\mathfrak{Z})}{2} \cdot \eta\,(l_{c*max})$$

en remarquant que : $\left[(\alpha_1 - \alpha_1^2)\ (\alpha_2-\alpha_2^2)\right]^{1/2} \leqslant \frac{1}{4}$.

Il suffit alors de connaître $l_{c*,max}$ pour obtenir la précision de méthode.

3.5.6. Conclusion.

Nous avons obtenu une formule plus précise que la formule dite série pour calculer le taux de vide à partir de mesures d'absorption : basée sur une connaissance plus fine de la structure statistique de l'écoulement, elle nécessite évidemment une mesure supplémentaire.

Nous avons également défini et calculé une nouvelle erreur dite erreur de méthode dont une application possible est le choix d'une source.

CHAPITRE 4

ETUDE DE L'EMULSEUR A SECTION CONSTANTE.

Les six configurations possibles d'émulseurs ont été systématiquement étudiées en mesurant les pressions statiques, les profils de taux de vide et de vitesse d'interface.

L'ensemble des résultats obtenus est présenté et commenté dans la première partie, qui s'achève par une description détaillée des phénomènes.

La seconde partie est consacrée à l'étude théorique de la zone de détente : un modèle, dont nous soulignons toutes les hypothèses, rend compte des variations de pression.

Notations :

- les pressions sont toujours des pressions relatives.
- l'origine des axes est située en tête d'émulseur, à la paroi supérieure du canal et dans le plan vertical de symétrie. Les axes x, y sont respectivement horizontal orienté dans le sens de l'écoulement, et vertical descendant. L'axe z est perpendiculaire aux deux autres.

4.1. ETUDE EXPERIMENTALE

4.1.1. Les lignes piézométriques de l'installation.

Les pressions statiques permettent d'approcher globalement les phénomènes : une première expérience consistant à mesurer les pressions tout au long de l'installation nous a indiqué les zones intéressantes, qui ont alors fait l'objet d'une étude systématique.

4.1.1.1. Mesure des pressions tout au long de l'installation (référence 170175)

Nous avons étudié la configuration (CVE 1000 500, L_E=200 mm, d = 0,8 mm) à l'aide de onze capteurs de pression : chaque mesure est répétée cinq fois. Les prises de pression sont situées dans le plan horizontal de symétrie.

La table 4.A ci-dessous donne l'emplacement des capteurs, ainsi que la dérive des zéros.

Abscisse (m)	0	0,096	0,144	0,19	0,21	0,25	0,55	1,05	1,35	1,55
Dérive des zéros (mb)	+3	+6	+9	0	+3	+4	+3	+2	+6	+5

Table 4-A.

La table n° 4-1 contient les vitesses débitantes d'eau et d'air ($\overline{U}_{G,a}$ est calculée à la pression atmosphérique) en entrée : un tableau élémentaire fournit dans la colonne de gauche les moyennes des cinq mesures effectuées pour chaque capteur en mb et

dans la colonne de droite la dispersion statistique des résultats $\frac{\sigma}{m}$ en %.

Une partie de ces résultats est illustrée dans la figure N° 4-1.

Les résultats sont donc très nets quand de l'air est injecté dans la veine liquide : on peut en effet diviser l'installation en quatre zones :

- l'émulseur où la pression est grossièrement constante.

- une zone de détente brutale qui se produit sur une longueur courte (de l'ordre de 15 cm). Une des caractéristiques de cette zone est qu'elle est spatialement stable puisque les mesures effectuées au point d'abscisse x = 25 cm par exemple ne présentent pas de dispersion statistique supérieure aux autres.

- une zone où le gradient de pression est faible et pratiquement constant.

- une zone de sortie.

Cette division en zones est qualitativement importante pour la compréhension des phénomènes, mais les limites de zone sont difficiles à préciser spatialement. De plus la précision des mesures est assez mauvaise pour cette première expérience : nous les avons donc reprises de manière plus fine, dans l'émulseur et la zone de détente, comme nous le décrivons ci-dessous.

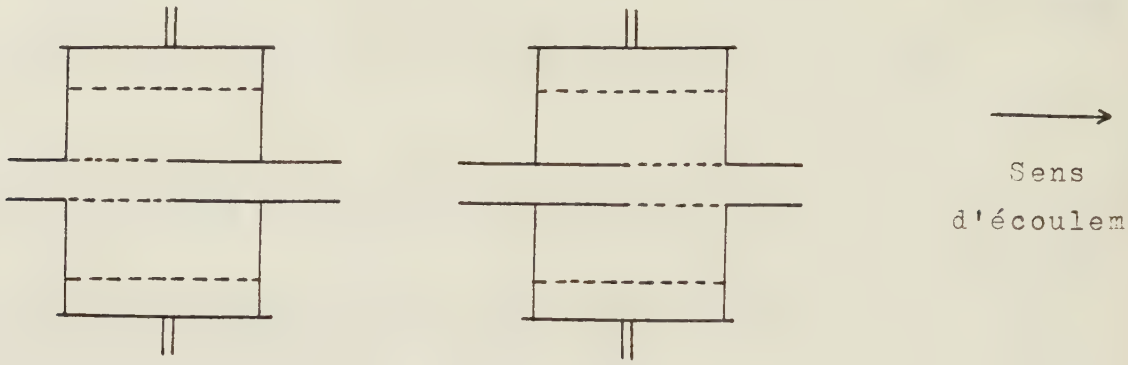
4.1.1.2. Mesure des pressions dans l'émulseur et la zone de détente.

La structure générale de l'installation étant toujours CV-E-1000-500, nous avons étudié sept configurations d'émulseur :

- L_E = 200 mm : d = 0,8 , 3 mm , poreux.

- L_E = 100 mm : pour obtenir cette longueur, on obture la moitié des plaques à l'aide d'un ensemble tôle et joint plat serré en quatre points sur celle-ci ; mais on peut disposer la partie non obturée de la plaque en tête de la boîte à air, ou en bout comme le montre la figure 4-A. Nous avons étudié la configuration

en tête pour les trois plaques et la configuration en bout pour le cas d = 3 mm.



Disposition en tête disposition en bout

Figure 4-A. Les différentes dispositions pour L_E = 100 mm.

Pour limiter la gamme de mesures, nous avons étudié co précédemment le tableau correspondant à trois débits d'eau et trois débits d'air.

Nous avons mesuré dans chaque cas la pression en tête d'installation à l'aide d'un capteur relatif et la dépression pa rapport à celle-ci à l'aide de capteurs différentiels eau-eau, qui permet d'améliorer beaucoup la précision des mesures par rapport au cas précédent. Chaque mesure est répétée cinq fois ; les orifices des prises de pression sont situées dans le plan ho rizontal de symétrie.

La figure N° 4-2 illustre une partie des résultats ob- tenus.

Les conclusions du paragraphe précédent peuvent alors être nuancées : en première approximation, l'émulseur est bien maintenu à pression constante ; cependant d'une part une légère dépression peut intervenir dans la zone centrale, d'autre part la détente commence à se produire en fin d'émulseur. Notons que du fait de leurs faibles valeurs moyennes, la dispersion des va- riations de pression dans l'émulseur est généralement très impor tante.

Considérons maintenant les résultats relatifs à la pression en tête et aux variations de pression en dehors de l'émulseur.

Pour L_E = 200 mm, les trois grilles utilisées donnent des valeurs pratiquement identiques pour la pression en tête et les lignes piézométriques.

La pression en tête et l'amplitude de la détente ($\overline{p}(o) - \overline{p}(35\ cm)$) sont également pratiquement identiques pour L_E = 100 mm.

Pour L_E = 100 mm (disposition en tête), la détente semble se produire en deux temps : à la fin de l'émulseur proprement dit et du corps d'émulseur. Pour les points d'abscisses x = 14,4 et 19 cm, les variations de pression sont quasiment identiques quand le diamètre des orifices est égal à 0,8 et 3 mm ; elle diffèrent un peu dans le cas de la plaque poreuse. On remarquera surtout que $\overline{p}(o) - \overline{p}(25\ cm)$ se compare bien à $\left[\overline{p}(o) - \overline{p}(35\ cm)\right]_{L_E=200}$.

De plus pour la disposition en bout de l'émulseur de 100 mm, la pression en tête et les variations de pression sont proches du cas où L_E = 200 mm.

En conclusion, pour une même longueur les variations de pression et la pression en tête dépendent très peu du diamètre des orifices.

Nous allons par l'adimensionnalisation suivante essayer d'une part de dégager les principaux paramètres du problème et d'autre part de rechercher les écarts significatifs.

4.1.1.3. Mise des résultats sous forme adimensionnelle.

Comme nous l'avons noté dans le chapitre 3, les paramètres adimensionnels du problème sont au nombre de douze (à propriétés physiques constantes); en toute rigueur, une solution

adimensionnelle quelconque est fonction de ces douze paramètres. Pour des raisons développées dans la Note, nous adimensionnalisons la pression en tête et les variations de pression par $\rho_L \bar{U}_L^2$, que nous représentons en fonction du rapport des vitesses débitantes des deux phases $\frac{\bar{U}_G}{\bar{U}_L}$.

4.1.1.3.1. Adimensionnalisation des pressions en tête.

Nous avons donc regroupé les résultats expérimentaux sous la forme $\frac{\bar{p}(o)}{\rho_L \bar{U}_L^2} = f\left(\frac{\bar{U}_{G,a}}{\bar{U}_L}\right)$

qui est représentée sur la figure N° 4-3. On constate qu'ils sont ainsi correctement rassemblés. Hormis le cas où $\frac{\bar{U}_{G,a}}{\bar{U}_L}$ est nul l'écart maximal entre les différentes mesures est égal à 11 % : il intervient naturellement pour les vitesses débitantes les plus faibles ($\bar{U}_{G,a}$ = 4,26 m/s ; $\bar{U}_L$ = 2,12 m/s).

Si on considère plus en détail les résultats, on peut noter que :

- pour $\bar{U}_L$ donné, la pression en tête est une fonction linéaire du rapport $\frac{\bar{U}_{G,a}}{\bar{U}_L}$; cette fonction est légèrement paramétrée en $\bar{U}_L$, ce qui est normal dans la mesure où le nombre de Reynolds de la phase liquide intervient dans la formule de perte de pression par frottement (voir le chapitre 1).

Note : Nous avons vu au chapitre 1 que cette mise sous forme adimensionnelle permettait de bien représenter les pertes de pression par frottement dans le cas d'un écoulement établi. De plus dans notre cas la majeure partie de la variation de pression dans la zone de détente est évidemment due à l'accélération de la phase liquide : si nous supposons que le taux de vide passe d'une valeur pratiquement nulle à sa valeur finale $\bar{U}_G.(\bar{U}_G + \Gamma \bar{U}_L)^{-1}$, par application du théorème des quantités de mouvement la variation de pression adimensionnelle est égale à $\bar{U}_G/(\Gamma \bar{U}_L)$; comme le glissement Γ est également fonction du rapport $\bar{U}_G/\bar{U}_L$, on voit que tout porte à croire que cette adimensionnalisation doit prendre en compte les traits essentiels du phénomène, ce que nous vérifierons.

- la pression en tête ne semble pas dépendre du diamètre des orifices, mais est un peu plus grande lorsque L_E est égal à 100 mm.

Cependant ces effets restent faibles et le paramètre essentiel est bien le rapport $\frac{\overline{U}_{G,a}}{\overline{U}_L}$.

4.1.1.3.2. Adimensionnalisation des variations de pression.

Nous avons regroupé les résultats expérimentaux sous la forme :

$$\frac{\overline{p}(o) - \overline{p}(x_n)}{\rho_L \overline{U}_L^2} = f\left(x_n , \frac{\overline{U}_G(x_n)}{\overline{U}_L}\right)$$

où $\overline{U}_G(x_n)$ désigne la vitesse débitante du gaz calculée à la pression $\overline{p}(x_n)$.

La figure N° 4-4 où sont représentés les résultats montrent que cette adimensionnalisation est correcte dans la plupart des cas.

De plus les variations de pression, en faisant abstraction des résultats relatifs à $\frac{\overline{U}_G}{\overline{U}_L} = 0$, sont des fonctions pratiquement linéaires du paramètre $\frac{\overline{U}_G(x_n)}{\overline{U}_L}$ (sauf dans le cas d = 3 mm, L_E = 100 mm : les points de mesure pour $\overline{U}_L$ = 2,12 m/s ne s'alignent pas avec les autres). La table 4-B donne les caractéristiques des droites de régression.

Remarquons enfin que, pour L_E = 100 mm en tête, ces droites (x_n = 14,4 et 19 cm) sont pratiquement parallèles entre elles ; cette caractéristique se retrouve d'ailleurs pour la configuration en bout (x_n = 21, 25, 35 cm).

4.1.1.3.3. Récapitulation.

Bien qu'elles ne soient pas excellentes en elles-mêmes, les représentations adimensionnelles que nous proposons sont remarquables si nous considérons le nombre de paramètres du problème.

L'ensemble des résultats de mesures de pression est donc consigné sous forme adimensionnelle dans la table 4-2 : $\overline{p(o)}$ *et

L_E mm / d / x_n cm	200						100 en tête						100 en bout		
	poreux		0,8 mm		3 mm		poreux		0,8 mm		3 mm		3 mm		
	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	x_n cm
14,4							0,216	0,414	0,259	0,295	0,268	0,346			
19							0,298	0,476	0,307	0,360	0,247	0,480	0,370	0,303	11
21	0,142	0,566	0,080	0,684	0,125	0,653	0,492	0,661	0,439	0,544	0,344	0,688	0,511	0,445	15
25	0,342	0,595	0,297	0,699	0,310	0,746	0,656	0,636	0,560	0,613	0,416	0,811	0,615	0,605	25
35	0,589	0,633	0,501	0,754	0,538	0,717	0,626	0,778	0,589	0,702	0,435	0,889			

$$\frac{\overline{p}(o) - \overline{p}(x_n)}{\rho_L \overline{U}_L^2} = a \cdot \frac{\overline{U}_G(x_n)}{\overline{U}_L} + b$$

Table 4-B Caractéristiques des droites de régression

$[\overline{p}(o) - \overline{p}(n)]_*$ désignent respectivement la pression en tête et les variations de pression adimensionnalisées par $\rho_L \overline{U}_L^2$; σ/m est égal à la dispersion rapportée à la moyenne (en °/$_o$). Chaque tableau élémentaire contient en premier lieu la pression adimensionnelle en tête puis les différences de pression. Au bas de chaque tableau, nous avons noté la position des prises de pression, ainsi que la dérive des zéros (en mb) constatée entre le début et la fin de chaque expérience.

Cette table permet de retrouver les résultats bruts.

4.1.2. Profils de taux de vide et de vitesse d'interface.

4.1.2.1. Dans l'émulseur et la zone de détente.

Cette série d'expériences a été menée parallèlement à celle décrite en 4.1.1 , aussi les configurations géométriques et les débits sont identiques aux précédents. Dans le cas L_E=100 mm, seule la configuration en tête permettait d'étudier la zone de détente qui est la plus intéressante.

Les profils verticaux de taux de vide et de vitesse d'interface ont été mesurés aux points suivants :

x = 62, 123, 184 mm ; $4 \leqslant y \leqslant 22$ mm de 2 en 2 mm

$z = 0$.

Les résultats relatifs aux mesures locales sont contenus dans les tables n° 4-3 et 4-4 ; on remarquera que vu leur manque d'intérêt, certaines expériences n'ont pas été effectuées ; de plus dans la table n° 4-4 un blanc ou un point d'interrogation indique qu'une mesure n'a pu être réalisée du fait d'une statistique insuffisante ou d'une difficulté technique quelconque.

Quelques explorations partielles du canal selon l'axe z ont été faites pour apprécier la bidimensionnalité de l'écoulement : les résultats sont contenus dans la table n° 4-5.

La valeur moyenne du taux de vide a été obtenue après une intégration graphique des profils verticaux (table N° 4-6) : l'erreur la plus importante de cette opération est due, aux taux de vide faibles, à l'extrapolation nécessaire à la paroi.

Une présentation unifiée des taux de vide en $^{o}/_{oo}$ a été adoptée dans les tables pour rendre les comparaisons plus aisées. Il est cependant bien évident que le $^{o}/_{oo}$ ne présente d'intérêt qu'à très faible taux de vide.

Quelques profils illustrent les résultats dans la figure N° 4-5. On notera un fait expérimental remarquable : les profils de taux de vide "filent" généralement très bien, même dans les cas très défavorables où les valeurs sont faibles ; ceci est important dans la mesure où la précision est difficilement appréciable.

Cet ensemble de mesures est commenté ci-dessous.

4.1.2.1.1. Emulseurs de 200 mm.

L'écoulement n'est pas bidimensionnel au centre du canal, ce qui implique que les résultats doivent être maniés avec précaution sur le plan quantitatif ; on remarquera également que, même pour des points proches de la plaque inférieure (y = 22 mm) il ne semble pas y avoir d'influence locale du réseau de la plaque. Par contre il y a une meilleure bidimensionnalité des profils de vitesse d'interface.

Les profils verticaux de taux de vide sont caractérisés par leur asymétrie et les valeurs très faibles du taux de vide. Comme nous avons imposé un débit massique égal sur les deux plaques, l'asymétrie est nécessairement due à la pesanteur ; une augmentation du débit d'air tend généralement à symétriser les profils et à augmenter le taux de vide moyen, une augmentation du débit d'eau à les asymétriser et à diminuer le taux de vide moyen.

Les profils verticaux des vitesses d'interface sont eux relativement plats.

Enfin l'influence du diamètre des orifices est très visible et bien qu'une constatation d'ensemble soit difficile, il semble qu'une augmentation du diamètre tende à asymétriser les profils.

4.1.2.1.2. Emulseurs de 100 mm. Zone de détente.

Cette expérience présentait un double intérêt, variation de la longueur de la plaque et mesure du taux de vide dans la

zone de détente (ce qui n'était technologiquement pas possible dans le cas précédent).

Dans l'émulseur, l'écoulement est beaucoup plus bidimensionnel que dans le cas précédent ; c'est la seule différence notable car les débits d'air et d'eau, les diamètres jouent de la même manière sur l'asymétrie, le taux de vide moyen.

Mais les phénomènes les plus intéressants se déroulent dans la zone de détente :

- à l'abscisse x = 12,3 cm, il y a une augmentation spectaculaire du taux de vide ; simultanément les profils verticaux de taux de vide se symétrisent et se recentrent , ce qui indique que les forces de pesanteur ne sont plus prépondérantes ; les profils sont en U (taux de vide grand prés des parois et faible au centre) ; l'influence du diamètre des orifices s'atténue : le poreux présente encore des différences de forme ; les vitesses sont un peu plus importantes prés des parois. Enfin l'écoulement est bien bidimensionnel au centre du canal.

- à l'abscisse x = 18,4 cm, le taux de vide a encore augmenté, mais on doit surtout remarquer que les profils verticaux pour d = 3 mm et 0,8 mm sont pratiquement identiques ; de plus si à bas débits les profils obtenus avec les poreux sont différents des précédents, à forts débits la différence s'atténue. Les profils de taux de vide sont de trois types U, - ou ∩ : une augmentation du débit liquide "ralentit" le passage à la forme ∩ , une augmentation du débit gazeux l'"accélère" ; les profils sont pratiquement symétriques. Les profils verticaux de vitesse sont plats. L'écoulement est bidimensionnel au centre.

4.1.2.1.3. Remarques sur le taux de vide moyen dans la zone de détente.

Soulignons, dès l'abord, deux points extrêmement importants relatifs au taux de vide moyen $\langle\alpha\rangle$:

- $\langle\alpha\rangle$ croît très vite dès la sortie de l'émulseur puisqu'en x = 12,3 cm, il atteint déjà des valeurs qui ne sont plus négligeables.

- pour x = 18,4 cm, le taux de vide a pratiquement atteint sa valeur limite qui sera précisée ci-dessous.

Nous avons également cherché à mettre en évidence l'influence du rapport $\frac{\overline{U}_G}{\overline{U}_L}$ sur $<\alpha>$; en raison du théorème des quantités de mouvement, nous avons calculé $A = \frac{<\alpha>}{1-<\alpha>}$ aux points x = 12,3 et 18,4 cm pour L_E = 100 mm (voir table N° 4-6 bis Nous avons représenté ensuite la relation $A = f\left(\frac{\overline{U}_G(x_1)}{\overline{U}_L}, x\right)$, $\overline{U}_G(x_1)$ étant la valeur de la vitesse débitante de l'air obtenue à partir des valeurs mesurées de la pression (x = 12,3 : x_1 = 14,4 ; x = 18,4 : x_1 = 19 cm).

Le résultat obtenu dans le cas du poreux est remarquable représenté sur la figure N° 4-6, il montre que, comme pour les variations de pression, le paramètre principal du problème est bien $\frac{\overline{U}_G}{\overline{U}_L}$.

Pour d = 3 mm et surtout pour d = 0,8 mm, cette représentation est plus mauvaise : notons simplement pour finir que les erreurs sur $<\alpha>$ sont amplifiées puisque, par un calcul d'erreur élémentaire :

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{\Delta \alpha}{\alpha(1-\alpha)} \geqslant 4.\ \Delta\alpha\ !$$

4.1.2.1.4. Conclusion.

Cet ensemble de mesures est donc, au moins sur le plan qualitatif, excessivement important puisqu'il nous a permis de connaître localement le phénomène : la structuration de l'émulsion qui s'accompagne d'une augmentation brutale du taux de vide moyen, entraîne une accélération de la phase liquide qui induit donc une variation rapide de pression.

Remarquons enfin que les vitesses d'interface n'ont pas été utilisées : nous avons en effet insisté, dans le chapitre précédent, sur le fait que leur interprétation est délicate ; cependant dans notre cas particulier, elles doivent être proches de la vitesse de la phase liquide, puisque, si on calcule la quantité $<(1-\alpha)\ V_I>$, on obtient une valeur qui se compare bien à la vitesse

débitante $\overline{U}_L$. Si nous admettons ce point, on peut dire que l'expérience montre que la vitesse $\overline{v}_{1L}$ est pratiquement constante au travers du canal.

4.1.2.2. Influence des paramètres géométriques après la détente.

4.1.2.2.1. Généralités.

Nous avons voulu étudier dans cette série d'expériences l'influence des paramètres géométriques après la détente : outre les paramètres étudiés précédemment nous avons modifié les conditions aux limites amont par l'introduction du tronçon de 500 mm entre le convergent-divergent et l'émulseur et les conditions aux limites aval par l'introduction ou non de ce même tronçon en bout d'installation (l'étude consacrée à une forte variation des conditions aux limites aval est traitée dans un chapitre ultérieur).

Nous nous sommes placés au point d'abscisse x = 55 cm, qui se trouve dans la zone d'écoulement presque établi. Nous avons tout d'abord vérifié la bidimensionnalité de l'écoulement (voir figure N° 4-7).

Les profils verticaux de taux de vide ont été systématiquement mesurés et les résultats en $^{o}/_{oo}$ sont consignés dans la table N° 4-7 . Quelques résultats sont illustrés dans la figure N° 4-8 . Pour la configuration L_E = 100 mm, l'émulseur est toujours en tête.

Les résultats obtenus peuvent être résumés comme suit :

- les profils ont tous la forme en ∩ déjà rencontrée dans la détente ; le taux de vide est nul à la paroi ; les maxima sont légèrement excentrés vers le haut, ce qui traduit l'influence de la pesanteur. Le taux de vide est une fonction respectivement décroissante et croissante des débits d'eau et d'air.

- les conditions aux limites amont qui ont été modifiées par l'introduction d'un tronçon de 500 mm entre le convergent-divergent et l'émulseur (ce qui perturbe l'injection d'eau) n'ont pas d'influence sur les profils.

- la faible modification des conditions aux limites aval par ajout d'un tronçon de 500 mm n'influe pas non plus les profils de taux de vide.

- les paramètres géométriques de l'émulseur (d et L_E) n'ont pratiquement pas d'influence sur l'émulsion, sauf dans le cas du poreux (L_E = 200 mm) : cet effet s'atténue d'ailleurs aux forts débits.

Qualitativement, on peut donc conclure que, pour la structure d'émulseur qui a été systématiquement étudiée, l'émulsion produite ne dépend pratiquement pas des conditions de sa formation. Cette conclusion est d'ailleurs cohérente avec les mesures que nous avons précédemment exposées.

Rappelons enfin que les variations transversales de taux de vide ont été schématiquement étudiées dans le chapitre 2.

4.1.2.2.2. Analyse quantitative du taux de vide moyen.

Nous avons cherché, comme précédemment, à mettre en évidence l'influence du rapport $\frac{\overline{U}_G}{\overline{U}_L}$ sur le taux de vide moyen $\langle\alpha\rangle$ déduit des mesures locales à l'aide d'une intégration graphique. La table N° 4-8 nous fournit $\langle\alpha\rangle$ et $\frac{\langle\alpha\rangle}{1-\langle\alpha\rangle}$ en fonction du rapport $\frac{\overline{U}_G(x=55cm)}{\overline{U}_L}$ pour les six configurations correspondant à CVE 1000 500.

La figure N° 4-9.a regroupe l'ensemble des mesures et les compare avec le taux de vide moyen obtenu par la formule sans glissement et la formule de Hughmark. On doit constater tout d'abord que l'écart entre valeurs mesurées, à $\frac{\overline{U}_G}{\overline{U}_L}$ donné, n'excède pas 12 %, ce qui correspond à une précision de 6 %. Pratiquement les conclusions qualitatives du paragraphe précédent sont à conserver.

On remarque également sur les figures N° 4-9.a et 4-9.b que le taux de vide moyen mesuré se compare mieux (surtout dans le cas du poreux) avec la formule de Hughmark obtenue pour des écoulements horizontaux à bouchons qu'avec la formule sans glissement (nous reprendrons ceci plus en détail dans le paragraphe suivant).

Enfin ces représentations montrent bien l'influence prépondérante du rapport $\frac{\overline{U}_G}{\overline{U}_L}$ sur le taux de vide moyen.

4.1.2.3. Evolution de l'émulsion.

Nous avons cherché à préciser cette évolution en mesurant des profils verticaux de taux de vide pour les mêmes conditions de débit qu'en 4.1.2.2. La configuration générale de l'installation était CVE 1000 500 d = 0,8 mm L_E = 200 mm. Les résultats sont consignés dans la table n° 4-9, et illustrés par la figure N° 4-10. Les taux de vide moyens, obtenus par intégration graphique, sont donnés dans la table 4-C.

x_{cm} \ $\overline{U}_{Ga}$	4,26	5,62	6,48	6,48	6,48
$\overline{U}_L$	2,12	2,12	2,12	2,46	2,89
55	0,61	0,66	0,69	0,65	0,64
80		0,66	0,66	0,63	0,60
95	0,58	0,61	0,65	0,62	0,60
115	0,61	0,57	0,65	0,56	0,58
125	0,52	0,58	0,59	0,59	0,59
145	0,53	0,56	0,57	0,57	0,55

Table 4-C. Evolution du taux de vide moyen (d'après la table 4-10)

Les profils gardent leur forme en ∩ avec annulation du taux de vide à la paroi ; le maximum du profil de taux de vide a tendance à s'excentrer ce qui traduit l'effet de la pesanteur. Simultanément le taux de vide moyen décroît (tendance d'ensemble de la table 4-C, malgré quelques exceptions), ce qui indique une augmentation du glissement due à une séparation progressive des deux phases.

En effet l'écoulement à bulles que nous avons tout au long de l'installation n'est pas le régime d'équilibre correspondant aux vitesses débitantes : d'après la carte des régimes de

Baker (qui n'a qu'une valeur qualitative), on se situerait plutôt dans les régimes à bouchons ou annulaire. Ainsi la diminution progressive du taux de vide moyen peut s'expliquer par le fait que le mélange partant d'une structure à bulles après la détente évolue vers un régime à bouchons ou annulaire sans pouvoir l'atteindre car le temps de passage dans l'installation est trop court.

Un autre fait en faveur de cette interprétation est constitué par la forme parabolique des profils de taux de vide, qui se retrouve dans le cas d'écoulements bouchons (Galaup, 1975).

Enfin ceci est également indiqué par la formule de Hughmark que nous avons précédemment employée.

4.1.3. Conclusions et interprétation qualitative des résultats expérimentaux.

Deux conclusions essentielles peuvent être déduites de chaque série de mesures effectuée :

- pour ce type d'émulseur, l'émulsion produite ne dépend pratiquement pas des paramètres géométriques de l'installation.

- le paramètre de similitude essentiel est le rapport des vitesses débitantes des deux fluides $\overline{U}_G/\overline{U}_L$.

Ces deux conclusions doivent permettre de simplifier considérablement l'analyse théorique du problème : mais elles ont également une grande portée pratique pour la prévision des variations de pression et par le fait que l'émulseur utilisé importe finalement peu.

Nous allons dans ce qui suit décrire qualitativement le phénomène de formation de l'émulsion, puis critiquer à l'aide de considérations élémentaires quelques unes de nos mesures.

4.1.3.1. Description de la formation de l'émulsion.

Nous distinguerons trois zones comme le montre la figure N° 4-11 :

- une zone de pression presque constante.

- une zone d'injection

- une zone de mélange des deux phases.

4.1.3.1.1. La zone de pression presque constante.

La condition de pression constante est évidemment imposée par les boîtes à air, ce qui est rendu possible par le fait que les grilles utilisées n'opposent qu'une très faible résistance aux mouvements des fluides : on peut donc penser que la pression est constante (au terme hydrostatique près) dans la veine et la majeure partie des boîtes à air.

De plus dans la mesure où cette condition de pression est réalisée, le paramètre $\frac{D_E}{D_H}$ caractérisant la largeur de la boîte ne doit pas avoir d'importance, comme nous l'avions noté dans le chapitre introductif.

Mais cette condition a pour conséquence que les boîtes sont en réalité noyées, phénomène dont l'approche quantitative est difficile.

Cependant nous pouvons grossièrement décrire ce qui se passe dans cette zone de la manière suivante.

Pratiquement la seule force motrice est la pesanteur : sous son influence quelques bulles peuvent s'échapper du mélange qui se tient dans la partie basse de la boîte à air inférieure et passer la grille si le diamètre des orifices est suffisamment important, ce qui se produit dans les cas d = 0,8 et 3 mm ; pour le poreux, les bulles sont arrêtées par la plaque et aspirées par la partie aval de l'émulseur, ce qui explique que le taux de vide soit pratiquement nul dans cette zone. Réciproquement la pesanteur empêche les bulles de la boîte à air supérieure de parvenir dans la veine. La conjugaison de ces deux remarques explique donc bien les profils trés asymétriques de taux de vide et l'importance du diamètre des orifices.

En anticipant sur ce qui va suivre, l'eau contenue dans les boîtes est également aspirée par la zone aval de l'émulseur : une circulation d'eau va donc s'effectuer, un faible débit étant prélevé au courant central. Cette circulation sera d'autant plus

importante que le diamètre des orifices est plus grand, ce qui explique la faible dépression constatée dans cette zone pour les cas d = 0,8 et 3 mm.

En conclusion, la pesanteur joue un rôle prépondérant dans cette zone, mais la quantité d'air ainsi injectée dans la veine liquide reste très faible.

4.1.3.1.2. La zone d'injection.

En fait pratiquement tout l'air est injecté dans la partie aval de l'émulseur : ceci s'explique aisément en remarquant que, si une quantité non négligeable d'air est injectée dans la veine liquide, elle crée une dépression par accélération de l'eau ; ce phénomène est évidemment cumulatif, une très faible longueur est donc nécessaire pour injecter tout l'air dans la veine liquide.

Côté boîte à air, la dépression ainsi créée aspire le mélange air-eau qui s'y trouve : le glissement entre phases y est donc nécessairement important et donc la dissipation d'énergie.

Côté veine, nous pouvons penser que l'air injecté est contenu dans une fine nappe proche de la paroi : ceci expliquerait pourquoi le résultat dépend peu des caractéristiques des grilles.

Enfin, dans cette zone les forces de pesanteur ne sont plus prépondérantes.

4.1.3.1.3. La zone de mélange

A la fin de la zone d'injection, l'écoulement se trouve donc dans une configuration très instable, le noyau liquide étant entouré d'une couche d'air à grande vitesse.

Du fait des fluctuations transversales du liquide, le film gazeux est brisé, les deux fluides interagissant fortement. Les forces de pesanteur sont négligeables, comme le prouvent les profils verticaux de taux de vide.

Il y a simultanément réduction de la vitesse du gaz et mélange de la phase gazeuse au sein du liquide : l'expérience montre qu'il peut y avoir réduction importante des différences

de vitesse sans que les profils d'équilibre de taux de vide soient pour autant atteints.

Le détail des phénomènes est évidemment très complexe (rupture de film, de bulles, coalescence...) et il est pratiquement impossible à décrire, mais on doit noter que cette zone doit aider à gommer les différences qui subsistent ou pourraient subsister à la fin de la zone d'injection et que la dissipation est a priori importante.

4.1.3.2. Quelques remarques sur les mesures de pression.

La variation de pression entre le point d'abscisse 0 et le point d'abscisse x peut être considérée comme la somme de deux termes dont l'un est la variation de pression par accélération du liquide, l'autre une perte de charge par dissipation notée Δp_c : le théorème des quantités de mouvement intégré entre les sections d'abscisses 0 et x s'écrit :

$$<< \overline{p}(o) - \overline{p}(x) >> = \rho_L << (1-\alpha) \overline{v_{1L}^2} >> - \rho_L \bar{U}_L^2 + \Delta p_c$$

<< >> désignant la valeur moyenne surfacique.

Nous avons vu que, si nous assimilions $\overline{v}_{1L}$ à V_I, la vitesse du liquide pouvait être considérée comme constante au travers d'une section. Ceci entraîne donc, après avoir divisé la formule précédente par $\rho_L \bar{U}_L^2$, que :

$$<< \overline{p}(o) - \overline{p}(x) >>_* = \frac{<<\alpha>>}{1-<<\alpha>>} + \Delta p_{c*}$$

Si nous supposons que la variation de pression mesurée et le taux de vide $<\alpha>$ sont bien représentatifs des quantités intervenant dans la relation ci-dessus, nous constatons dans le cas du poreux de 100 mm que les mesures de pression $(\overline{p}(o) - \overline{p}(19cm))$ et de taux de vide (en x = 18,4 cm) sont contradictoires. En effet la perte de pression par accélération est supérieure à la perte de pression mesurée.

Nous verrons dans la seconde partie que les mesures de pression effectuées dans le corps d'émulseur (x_n = 9,6 - 14,4 - 19 cm) sont entachées d'erreur.

4.2. ETUDE THEORIQUE DE LA ZONE DE DETENTE

4.2.1. Revue bibliographique.

La situation décrite précédemment se rencontre également dans les phénomènes de film boiling où un noyau liquide est entouré d'une couche de vapeur à la paroi. Cependant, dans ce cas, la phase gazeuse possède généralement une vitesse faible et il peut y avoir recondensation des bulles au sein du liquide. Ce phénomène important pour les écoulements avec transfert a donné lieu à deux types d'études :

- analyse de stabilité de l'interface (Dhir, 1973)

- analyse du transfert par analogie avec la couche limite en simple phase (Tong, 1968).

La première étude est évidemment beaucoup trop détaillée pour pouvoir être appliquée ici.

Comme dans le second cas et pour d'autres situations, on emploie très souvent des hypothèses de couche limite en double phase (Wallis, 1968 ; Delhaye, 1970). Mais ces hypothèses justifiées par ailleurs ne sont absolument pas applicables à notre cas particulier, puisque le mélange des deux phases y est très rapide.

Ces études ne nous sont donc d'aucune utilité et nous nous sommes attachés dans la suite à résoudre notre problème en explicitant les forces qui s'exercent sur la phase gazeuse et les termes de corrélation .

4.2.2. Les équations du problème.

4.2.1.1. Equation des quantités de mouvement de la phase gazeuse.

Il nous faut exprimer les forces s'exerçant sur la phase gazeuse (une revue en a été effectuée par Delhaye, 1970 ;

on notera la grande diversité des formules proposées par les auteurs). Dans le cas d'une sphère unique de rayon r_b, Hench (1972) distingue pour un écoulement unidirectionnel :

- une traînée proportionnelle à $\rho_L(v_G-v_L)^2 . \pi r_b^2$

- un terme de masse induite égal à
$$-\frac{\rho_L}{2} . \frac{4}{3} . \pi r_b^3 . \frac{D(v_G-v_L)}{Dt}$$

- une force due au gradient de pression (supposé constant autour de la bulle) : $-\frac{dp}{dx} . \frac{4}{3} \pi r_b^3$.

Dans notre cas, les bulles, dont l'existence est prouvée par les mesures locales, se meuvent dans un milieu biphasique : nous tiendrons compte de deux manières de cette situation :

- en remplaçant la masse volumique du liquide par $\rho_L(1-\alpha)$.

- en modifiant le terme de traînée : on sait en effet qu'un liquide exerce une force plus faible sur une population de bulles que sur une bulle isolée. Nous traduirons ceci en remplaçant la différence des vitesses par la quantité $v_G-\hat{\Gamma}v_L$.

En négligeant la pesanteur et les forces d'inertie du gaz, l'équation de "quantité de mouvement" de la phase gazeuse va s'écrire :

$$0 = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \rho_L(1-\alpha).\frac{1}{\hat{r}} . \overline{\hat{\Delta} v (v_{iG}-\hat{\Gamma}v_{iL})} - \frac{\rho_L(1-\alpha)}{2} . \overline{\frac{D(v_{iG}-v_{iL})}{Dt}}$$

$\hat{r}$ étant un rayon équivalent de la bulle.

$$\hat{\Delta} v = \left[(\vec{v}_G - \hat{\Gamma}\vec{v}_L)^2 \right]^{1/2}$$

On suppose évidemment que le gaz va plus vite que le liquide.

4.2.2.2. Le système d'équations locales.

Nous supposons que : l'écoulement est stationnaire, la pesanteur est négligeable (ce qui est justifié expérimentalement) ainsi que la tension superficielle et les forces de viscosité et

d'inertie du gaz, les transferts de masse entre phases sont nuls, les propriétés physiques des deux fluides sont constantes (exceptée peut-être la masse volumique du gaz).

Dans ces conditions, les équations du problème s'écrivent

- équations de continuité : $\frac{\partial \rho_K \alpha_K \overline{v}_{iK}}{\partial x_i} = 0$

- équations de quantité de mouvement biphasique :

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\alpha_L \rho_L \overline{v_{iL} v_{jL}}\right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu_L . \Delta\left(\alpha_L \overline{v}_{iL}\right)$$

- équations de quantité de mouvement de la phase gazeuse

$$0 = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \rho_L(1-\alpha).\frac{1}{\hat{r}}.\overline{\hat{\Delta}_v.(v_{iG}-\hat{\Gamma}_{v_{iL}})} - \frac{\rho_L(1-\alpha)}{2}.\left(\overline{v_{jG}\frac{\partial v_{iG}}{\partial x_j}} - \overline{v_{jL}.\frac{\partial v_{iL}}{\partial x_j}}\right.$$

auxquelles on doit ajouter, si la masse volumique du gaz est variable, une équation telle que :

$$\overline{p} = a^2 \quad \overline{\rho}_G \quad \text{(détente isotherme)}.$$

Ainsi le système est complet dans la mesure où nous savons calculer les coefficients de corrélation qui interviennent pour de nombreux termes.

La quantité $\overline{v'_{1K}\, v'_{2K}}$ est particulièrement importante (en notant comme à l'accoutumée : $v_{iK} = \overline{v}_{iK} + v'_{iK}$) ; elle produit deux effets si on fait une hypothèse de type Prandtl (Schlichting, 1968) : elle crée une dissipation turbulente et elle favorise le mélange des deux fluides.

Les termes de fluctuations longitudinales n'ont pas la même importance sur le plan physique.

Notons pour terminer qu'une résolution complète de ce système d'équations serait très délicate sur le plan numérique (rien ne prouve d'ailleurs qu'on ne serait pas confronté au même type de problème que Delhaye, 1970). Nous allons intégrer ces équations sur une section droite du canal.

4.2.2.3. Intégration sur une section droite.

En introduisant les vitesses débitantes, nous obtenons de manière évidente, en notant la moyenne surfacique par le symbole << >> :

$$<< \rho_G \alpha \overline{v}_{1G} >> = \rho_{G,a} \overline{U}_{G,a}$$

$$<< \alpha_L \overline{v}_{1L} >> = \overline{U}_L$$

$$\frac{d}{dx_1} << \rho_L \alpha_L \overline{v_{1L}^2} >> - \mu_L << \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} (\alpha_L \overline{v}_{1L}) >> = - \frac{d}{dx_1} << \overline{p} >>$$

$$0 = - \frac{d}{dx_1} << \overline{p} >> - \frac{\rho_L}{\hat{r}} << \alpha_L . \overline{\hat{\Delta} v . (v_{1G} - \hat{\Gamma} v_{1L})} >> - \frac{\rho_L}{2} << \alpha_L \overline{v_{1G} \cdot \frac{\partial v_{1G}}{\partial x_1}} >>$$

$$+ \frac{\rho_L}{2} . \frac{d}{dx_1} << \alpha_L \overline{v_{1L}^2} >>$$

Le problème reste encore très complexe et nous sommes conduits aux hypothèses qui sont classiquement nécessaires ; nous allons les énumérer en donnant si possible leur justification :

- les fluctuations de v_{1G} et v_{1L} sont négligeables :

$$\overline{v_{1K}^2} = \overline{v}_{1K}^2$$

- on peut penser d'après les profils de vitesse d'interface que la vitesse du liquide est constante sur une section : nous avons donc :

$$<< \alpha_L \overline{v}_{1L} >> = << \alpha_L >> \overline{v}_{1L}$$

$$<< \alpha_L \overline{v_{1L}^2} >> = << \alpha_L >> \overline{v}_{1L}^2$$

bien que ce soit plus discutable, cette hypothèse sera également faite pour la phase gazeuse :

$$<< \alpha \overline{v}_{1G} >> = << \alpha >> \overline{v}_{1G}$$

- dans l'expression de la traînée, on peut négliger les vitesses transversales :

$$\overline{\langle\langle \alpha_L . \hat{\Delta}_v . (v_{1G} - \hat{\Gamma} v_{1L}) \rangle\rangle} = \langle\langle \alpha_L \rangle\rangle . (\overline{v}_{1G} - \hat{\Gamma} \overline{v}_{1L})^2$$

- la pression $\langle\langle \overline{p} \rangle\rangle$ est raisonnablement utilisable dans le calcul de la masse volumique du gaz.

Une hypothèse plus spécifique reste à faire. Γ étant la valeur du glissement en écoulement établi, nous supposerons que :

$$-\frac{\rho_L}{\hat{r}} . \langle\langle \alpha_L \rangle\rangle . (\overline{v}_{1G} - \Gamma \overline{v}_{1L})^2 = -\mu_L . \langle\langle \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} (\alpha_L \overline{v}_{1L}) \rangle\rangle - \frac{\rho_L}{\hat{r}} . \langle\langle \alpha_L \rangle\rangle . (\overline{v}_{1G} - \hat{\Gamma} \overline{v}_{1L})^2$$

De cette manière, l'équation de quantité de mouvement de la phase gazeuse s'annule identiquement dans le cas des écoulements établis.

4.2.2.4. Système simplifié.

Nous devons encore préciser le glissement Γ et la perte de pression par frottement.

Pour le premier, nous choisirons évidemment l'expression classique en écoulement à bouchons (Hughmark, 1962) puisqu'elle se compare bien, comme nous l'avons vu, avec nos résultats expérimentaux après la détente :

$$\Gamma = 1,2 + 0,2 \cdot \frac{\overline{U}_G}{\overline{U}_L}$$

Dans le second chapitre, nous avions remarqué que la formule de perte de pression démontrée à faible taux de vide était également valable en écoulement horizontal à bouchons établi. Mais lorsque l'écoulement n'est pas établi, cette perte doit être plus importante. Nous supposerons qu'elle est égale au double :

$$<<-\mu_L \cdot \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} (\alpha_L \overline{v}_{1L}) >> = \frac{0,316 \cdot \rho_L \overline{U}_L^2}{D_H \cdot <<\alpha_L>>^{1,75} \cdot \left(\frac{\overline{U}_L D_H}{\nu_L} \right)^{1/4}}$$

Nous supposerons enfin que le gaz est incompressible. Posons :

$$p_* = \frac{<< \bar{p} >>}{\rho_L \overline{U}_L^2} \qquad x_* = \frac{2}{\hat{r}} \cdot x_1$$

$$\alpha = << \alpha >>$$

En éliminant les inconnues $\overline{v}_{1G}$, $\overline{v}_{1L}$, le système précédent se réduit à :

$$\frac{d\alpha}{dx_*} = \frac{\alpha (1-\alpha)}{3\alpha^3 + \left(\frac{\overline{U}_G}{\overline{U}_L} \right)^2 \cdot (1-\alpha)^3} \cdot \left[\frac{\overline{U}_G}{\overline{U}_L} (1-\alpha) - \Gamma \alpha \right]^2$$

$$-\frac{d\overline{p}_*}{dx_*} = \frac{1}{(1-\alpha)^2} \frac{d\alpha}{dx_*} + \frac{0,316 \cdot \hat{r}}{2 D_H} \cdot (1-\alpha)^{-1,75} \cdot \left(\frac{\overline{U}_L D_H}{\nu_L} \right)^{-0,25}$$

La première équation peut être résolue indépendamment de la seconde : nous y constatons que le seul paramètre est le rapport des vitesses débitantes.

Pour résoudre il nous reste à préciser les conditions aux limites.

4.2.3. Résolution du système : émulseurs de 200 mm.

4.2.3.1. Généralités.

Supposons que la pente de la droite de régression regroupant les points de mesure à l'abscisse x = 21 cm (table 4-B ;

figure N° 4-4.a) soit la conséquence de l'accélération du liquide le taux de vide y est donc donné par :

$$\alpha_1 = \frac{0{,}142 \cdot \frac{\overline{U_G}}{\overline{U_L}}}{1 + 0{,}142 \cdot \frac{\overline{U_G}}{\overline{U_L}}}$$

dans le cas du poreux par exemple.

Le rapport $\frac{\hat{r}}{2}$ étant fixé, nous avons intégré numériquement le système différentiel par la méthode de Runge-Kutta-Gill (sous-programme bibliothèque comportant une erreur de troncature de 10^{-5}, si la longueur du pas est égale à 0,1 ; l'erreur commise après 200 itérations reste donc parfaitement négligeable).

4.2.3.2. Résultats et discussion.

Nous avons déterminé la valeur du rapport $\frac{\hat{r}}{2}$ en cherchant correspondance entre les échelles x et x_* dans le cas du poreux :

$$\frac{\hat{r}}{2} = 2{,}5 \text{ cm.}$$

P'_{*o} étant égale à l'ordonnée à l'origine de la droite de régression en x = 21 cm, les résultats sont illustrés dans les figures N° 4-12 et 4-13 ; nous constatons que :

- le modèle est globalement correct puisque nous obtenons une zone de détente bien marquée au cours de laquelle le taux de vide croît.

- la figure n° 4-13 est beaucoup plus intéressante, puisqu'on note que les résultats expérimentaux se recoupent bien avec les résultats théoriques, et que ceux-ci varient également de manière pratiquement linéaire avec le rapport $\frac{\overline{U_G}}{\overline{U_L}}$ pour une abscisse déterminée.

En conséquence, vu les hypothèses simplificatrices faites le modèle peut être considéré comme excellent.

Nous devons cependant revenir en détail sur un point : nous pouvons remarquer sur les figures N° 4-4 que les ordonnées

à l'origine des droites de régression ne coïncident pas avec la valeur mesurée dans le cas où $\overline{U}_G$ est nulle (la précision des mesures est mauvaise lorsque les variations de pression sont faibles, mais cela ne peut expliquer le facteur 3 constaté) ; or dans notre modèle p_{*o} est interprétée comme une perte de charge ; il n'y aurait donc pas continuité à l'origine de cette quantité. En réalité ces deux quantités ne peuvent être comparées pour les raisons suivantes :

- quand $\overline{U}_G$ est nulle, la dissipation est pratiquement localisée dans la veine.

- dans le cas contraire, la dissipation dans la veine en fin d'émulseur est radicalement différente de la précédente et il s'y ajoute une dissipation propre aux boîtes à air.

Ainsi cette discontinuité ne traduit que la nature différente des deux phénomènes : elle est de l'ordre de $0,4\ \rho_L\ \overline{U}_L^2$.

Le coefficient ne dépend ni de $\overline{U}_L$, ni de $\frac{\overline{U}_G}{\overline{U}_L}$, puisque d'une part nous sommes à grands nombres de Reynolds et que d'autre part le taux de vide est très faible dans cette zone.

4.2.4. Etude des émulseurs de 100 mm.

4.2.4.1. Préliminaires.

Trois faits sont à expliquer :

- la singularité en fin du corps d'émulseur

- l'incohérence, soulignée dans la conclusion de la première partie, entre mesures de pression et de taux de vide au point d'abscisse x = 19 cm.

- la parallélisme des droites de régression aux points d'abscisses x = 14,4 cm et 19 cm pour la configuration en tête et aux points x = 21,25 et 35 cm pour la configuration en bout.

Nous avons effectué, au préalable, à l'aide du modèle qui a été exposé deux calculs avec les hypothèses suivantes dans le cas du poreux en tête :

- modification des conditions initiales

- introduction d'une nouvelle loi de frottement.

L'intégration commençant au point d'abscisse x = 14,4 cm, nous avons obtenu en x = 19 cm des valeurs incompatibles avec les résultats expérimentaux (évidemment correctes en ordre de grandeur, mais avec de mauvaises tendances).

Dans ces conditions nous avons cherché à analyser les résultats de mesure après la "singularité", c'est-à-dire aux points d'abscisses x = 21,25 et 35 cm, pour la configuration en tête.

4.2.4.2. Analyse des variations de pression après la "singularité" ; conséquences.

Nous avons considéré le cas d = 0,8 mm ; pratiquement la variation de pression entre les points d'abscisses x = 25 et 35cm est due au frottement visqueux. Par contre un reliquat de détente s'effectue entre x = 21 et 25 cm, mais en réalité le taux de vide est pratiquement égal à sa valeur limite en x = 21 cm.

Tout ceci est bien cohérent avec les mesures de taux de vide en x = 18,4 cm (voir note) et avec le modèle que nous avons précédemment mis au point ; celui-ci montre en effet (voir fig. N° 4-12) qu'après une dizaine de centimètres le taux de vide est très proche de sa valeur limite.

Note. La figure N° 4-6 montre que pour les grandes valeurs de $\overline{U}_G/\overline{U}_L$, le taux de vide est supérieur à sa valeur limite : ceci est simplement dû à la "sensibilité" de la représentation choisie, qui amplifie d'autant plus les erreurs commises que le rapport $\overline{U}_G/\overline{U}_L$ est plus grand. Par contre pour les faibles valeurs de ce rapport, la comparaison avec la formule de Hughmark est excellente. L'incohérence entre mesures de pression et de taux de vide, qui a été dégagée dans la conclusion de la première partie, aurait donc due être établie sur la base de cette formule, mais cela n'était rationnellement pas possible à ce moment de l'exposé.

De plus la valeur de la variation de pression 15 cm après la fin de l'émulseur (c'est-à-dire aux points x = 35 cm pour L_E = 20 cm et x = 25 cm pour L_E = 10 cm) ne dépend pas de l'émulseur.

En conséquence, tout porte à croire que les mesures de pression à l'intérieur du corps d'émulseur, c'est-à-dire aux points d'abscisses x = 9,6 - 14,4 et 19 cm, sont entachées d'erreur ; ceci crée entre autres une fausse singularité au point d'abscisse x = 20 cm.

On peut corroborer cette conclusion en remarquant que pour la configuration en bout la pression en tête est mesurée à l'intérieur du corps d'émulseur et qu'effectivement l'allure des droites de régression est mauvaise (voir figure N° 4-4.d).

Mais l'erreur commise doit être grossièrement proportionnelle à la valeur réelle : aussi quand la variation de pression est faible, la variation mesurée l'est également. On peut donc conserver la constatation selon laquelle l'émulseur est maintenu à pression constante, d'autant plus que les mesures de taux de vide le confirment.

Remarquons enfin que la pression en tête est mesurée en dehors du corps d'émulseur : elle est donc correcte, mais ceci est souligné par le fait qu'elle est légèrement supérieure pour L_E = 10 cm. La longueur de conduite parcourue par l'émulsion est dans ce cas plus longue de 10 cm, ce qui permet d'expliquer et de retrouver l'ordre de grandeur de la différence.

4.2.4.3. Conclusion.

Il nous semble que la conclusion à laquelle nous sommes arrivés est la plus plausible. L'adaptation du modèle à ce cas particulier nécessiterait beaucoup trop d'hypothèses supplémentaires pour qu'elles soient vraisemblables.

Cependant nous n'avons pu dégager la cause réelle des erreurs.

4.2.5. Conclusion.

La variation de pression qui accompagne la formation

d'une émulsion peut être considérée en pratique comme la somme de trois termes :

- une perte de charge localisée dans l'émulseur et égale à $0,6.\ \rho_L\ \bar{U}_L^2$.

- une variation de pression due à l'accélération de la phase liquide et donnée par

$$\frac{\langle\langle\ \alpha\ \rangle\rangle}{1 - \langle\langle\ \alpha\ \rangle\rangle}.\ \rho_L\ \bar{U}_L^2$$

$\langle\langle\ \alpha \rangle\rangle$ désignant le taux de vide moyen de l'écoulement établi.

- une perte de charge localement égale dans la zone de détente au double de celle de l'écoulement établi. Elle peut être négligée en première approximation.

CHAPITRE 5

ETUDE DE L'EMULSEUR A SECTION VARIABLE.

Nous dégageons dans la première partie les caractéristiques de fonctionnement des émulseurs à section variable, après avoir commenté les résultats expérimentaux.

Quelques développements théoriques sur le calcul des variations de pression sont exposés dans la seconde partie.

Nous concluons en comparant les avantages respectifs des deux types d'émulseurs que nous avons étudiés.

5.1. ETUDE EXPERIMENTALE.

Nous avons étudié les six configurations possibles d'émulseurs (L_E = 100, 200 mm ; d = poreux, 0,8 et 3 mm) en mesurant comme précédemment les pressions statiques, les profils de taux de vide et de vitesse d'interface. Les procédures expérimentales et les notations étant généralement les mêmes, nous ne les avons donc pas de nouveau explicitées ; nous nous sommes en conséquence bornés à commenter les principaux résultats obtenus.

Notons que dans cette partie :

- l'axe des x est horizontal, orienté dans le sens de l'écoulement, son origine étant située au début de l'émulseur (définition usuelle).

- l'axe des y est vertical descendant et son origine est toujours située à la paroi supérieure de la veine même dans les émulseurs (choix qui rend plus aisée la présentation des résultats).

- l'axe des z, perpendiculaire aux deux précédents (définition usuelle), a son origine dans le plan vertical de symétrie de la veine.

Rappelons que les émulseurs font toujours passer d'une section de 12 x 120 mm^2 à une section de 24 x 120 mm^2. La hauteur de la veine pour les différents points de mesure et les deux émulseurs est donnée dans le tableau 5-A ci-dessous.

L_E mm \ x_{mm}	0	44	62	96	123	184	190	200
100	12	17,3	19,4	23,5	24	24	24	24
200	12	14,6	15,7	17,8	19,3	23	23,5	24

Tableau 5-A Hauteur de la veine (mm).

5.1.1. Les lignes piézométriques de l'installation.

Nous avons également procédé en deux temps : mesures tout au long de l'installation pour déterminer les zones intéressantes, mesures plus soignées dans ces zones.

5.1.1.1. Mesures des pressions relatives tout au long de l'installation.

Nous avons étudié la configuration CVE 1000 500 d=3 mm L_E = 200 mm. La table N° 5-1 contient l'ensemble des résultats, illustré par la figure N° 5-1.

Nous pouvons distinguer quatre zones dans l'installation : l'émulseur maintenu à pression constante en son milieu, une zone de détente, une zone où le gradient de pression est approximativement constant et une zone de sortie.

Notons que la pression en tête et l'amplitude de la détente sont bien moindres que dans le cas de l'émulseur à section constante.

5.1.1.2. Mesure des pressions dans l'émulseur et la zone de détente.

La structure générale de l'installation étant CVE 1000 500, nous avons étudié les six types d'émulseurs, la figure N° 5-2 illustrant une partie des résultats obtenus : nous y constatons que l'émulseur est pratiquement à pression constante sauf en son début et peut être en sa fin (ceci doit être considéré comme une appréciation uniquement qualitative étant données les critiques faites aux mesures de pression dans le corps d'émulseur).

Pour L_E = 200 mm, les variations de pression et la pression en tête sont assez proches pour d = 0,8 et 3 mm mais un peu inférieures dans le cas du poreux ; remarquons cependant que la pression après détente est pratiquement la même pour les trois configurations.

Pour L_E = 100 mm, on constate comme dans le chapitre précédent une variation de pression entre les points d'abscisses

x = 19 et 21 cm. Mais on doit surtout remarquer que la pression en tête dépend peu du diamètre des orifices.

5.1.1.3. Mise des résultats sous forme adimensionnelle.

Nous avons naturellement choisi les mêmes quantités adimensionnelles que dans le cas de l'émulseur à section constante.

5.1.1.3.1. Adimensionnalisation des pressions en tête.

Mis sous la forme $\frac{\overline{p(o)}}{\rho_L \overline{U}_L^2} = f\left(\frac{\overline{U}_{G,a}}{\overline{U}_L}\right)$, les résultats sont regroupés sur la figure N° 5-3.a. Cette représentation, pour une même configuration, rassemble très correctement les résultats (il subsiste cependant une influence de $\overline{U}_L$) : nous pouvons noter que :

- la pression en tête pour L_E = 200 mm, d = 0,8 et 3 mm est supérieure à celle du poreux pour la même longueur.

- les résultats pour L_E = 100 mm sont bien regroupés et s'apparentent au cas du poreux pour L_E = 200 mm.

Les résultats expérimentaux ont été analysés d'une seconde manière en calculant la variation de la pression en tête due à la présence d'air : ils sont regroupés sous cette forme dans la figure N° 5-3.b (où l'échelle des ordonnées a été multipliée par 2) ; on observe peu d'effets systématiques ; de plus le demi-écart rapporté à la valeur moyenne est toujours inférieur à 8 %, ce qui est plus faible que la précision de nos mesures.

En conclusion, nous pouvons dire que les variations de pression en tête pour les différentes configurations ne sont dues qu'aux rendements des diffuseurs constitués par les émulseurs de section variable ; le paramètre essentiel est alors le rapport $\frac{\overline{U}_{G,a}}{\overline{U}_L}$.

5.1.1.3.2. Adimensionnalisation des variations de pression.

Nous avons regroupé les résultats sous la forme :

$$\frac{\bar{p}(o) - \bar{p}(x_n)}{\rho_L \bar{U}_L^2} = f\left(x_n, \frac{\bar{U}_G(x_n)}{\bar{U}_L}\right)$$

La figure N° 5-4, qui illustre cette adimensionnalisation, montre que cette représentation est généralement correcte.

De la même manière que précédemment l'influence de la configuration est diminuée si on considère la fonction :

$$\frac{\bar{p}(o) - \bar{p}(x_n) - (\bar{p}(o) - \bar{p}(x_n))(\bar{U}_G/\bar{U}_L = 0)}{\rho_L \bar{U}_L^2}$$

ce qui traduit l'influence de la récupération du diffuseur constitué par l'émulseur.

En fait la dispersion statistique des résultats est grande pour $\frac{\bar{U}_{G,a}}{\bar{U}_L} = 0$; nous avons donc préféré garder les résultats sous cette forme.

5.1.1.3.3. Récapitulation.

Le rapport $\bar{U}_G/\bar{U}_L$ est le paramètre essentiel comme dans le cas de l'émulseur à section constante. De plus, il semble que l'introduction d'air induit un surplus de pression ou de variation de pression qui ne dépend pas de la configuration.

La table N° 5-2 regroupe les résultats adimensionnels : elle permet de retrouver les résultats bruts. La table 5-B donne les caractéristiques des droites de régression.

5.1.2. Profils de taux de vide et de vitesse d'interface.

Les mesures locales, que nous avons effectuées, montrent que l'écoulement n'est pas bidimensionnel autour du plan vertical de symétrie de l'installation, contrairement au cas de l'émulseur à section constante. Cet effet, auquel nous consacrerons un paragraphe particulier, réduit considérablement la portée de cet ensemble de mesures : nous nous sommes donc bornés à en dégager quelques traits.

L_E mm	200						100					
d	poreux		0,8 mm		3 mm		poreux		0,8 mm		3 mm	
x_n (cm)	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b
9,6	0,005	0,113			0,062	0,028	0,109	0,120	0,017	0,277	0,012	0,295
19	0,049	0,105	0,077	0,171	0,070	0,074	0,177	0,047	0,211	0,070	0,169	0,110
21	0,208	0,308	0,233	0,481	0,318	0,347	0,299	0,220	0,335	0,203	0,272	0,284
25	0,351	0,168	0,356	0,452	0,443	0,298	0,299	0,228	0,487	0,077	0,324	0,264
35	0,517	0,091	0,495	0,420	0,566	0,269	0,366	0,213	0,379	0,291	0,318	0,385

Table 5-B - Caractéristiques des droites de régression : $\frac{\overline{p}(o) - \overline{p}(x_n)}{\rho_L \overline{U}_L^2} = a \cdot \frac{\overline{U}_G(x_n)}{\overline{U}_L} + b$

5.1.2.1. Dans l'émulseur et la zone de détente.

Le taux de vide a été mesuré pour toutes les configurations. Pour L_E = 100 mm, des problèmes de tenue mécanique des bisondes sont apparus ; des vibrations entraînaient leur destruction systématique ; nous n'y avons donc mesuré que le taux de vide.

Trois plans verticaux d'abscisses 6,3 - 12,4 - 18,4 cm ont été explorés ; les résultats relatifs aux profils verticaux sont consignés dans les tables N° 5-3 et 5-4 ; quelques exemples de profils horizontaux sont donnés par la table N° 5-5.

Dans l'émulseur, nous pouvons faire les constatations suivantes (voir fig. N° 5-5) :

- l'air est injecté,en quantité non négligeable, dans la veine liquide dès le début de l'émulseur.

- l'influence de la pesanteur est partout sensible sur les profils verticaux de taux de vide.

- les variations de la vitesse d'interface ne sont pas du tout négligeables dans les plans verticaux : le profil est toujours concave.

- les profils horizontaux de vitesse d'interface sont plus réguliers que ceux du taux de vide (voir fig. N° 5-6).

Après l'émulseur, on n'observe pas de modification brutale des profils comme dans le cas de l'émulseur à section constante : les profils de taux de vide deviennent concaves aux parois.

La table N° 5-6 contient à titre indicatif le taux de vide moyen $< \alpha >$ déduit des profils verticaux par intégration graphique : aucune remarque d'ensemble ne peut être dégagée.

5.1.2.2. Influence des paramètres géométriques de l'émulseur en x = 55 cm.

La configuration générale de l'installation étant CV E 1000 500, nous avons mesuré les profils de taux de vide aux points d'abscisse x = 55 cm dans le plan vertical de symétrie. Les résultats relatifs aux six émulseurs sont rassemblés dans la

table N° 5-7, illustrée par la figure N° 5-7.

Nous constatons que les profils de taux de vide ont une forme en $\cap$ (forme qu'ils conservent tout au long de l'installation comme l'ont montré quelques expériences partielles), le taux de vide s'annulant aux parois. Une comparaison directe montre des différences assez sensibles selon le type d'émulseur : en fait la non-bidimensionnalité de l'écoulement rend les comparaisons difficiles.

La table N° 5-8 contient les valeurs du taux de vide moyen $< \alpha >$ obtenu par intégration graphique des profils et de $< \alpha > /(1-< \alpha >)$ en fonction du rapport $\bar{U}_G$ (x = 55 cm)/$\bar{U}_L$: la "précision" (demi-écart rapporté à la valeur moyenne) est comprise entre 6 et 12 % pour $< \alpha >$; mais cette différence faible est amplifiée par le groupement $< \alpha > /(1-< \alpha >)$.

Cette dernière fonction est représentée sur la figure N° 5-8 : elle montre que le taux de vide est pratiquement toujours compris entre les valeurs calculées par la formule sans glissement et celle de Hughmark. On ne peut évidemment rien en conclure, si ce n'est que l'ordre de grandeur du taux de vide est correct.

5.1.2.3. Remarques sur la non-bidimensionnalité de l'écoulement.

Bien que l'installation admette un plan vertical de symétrie, l'écoulement n'est pas bidimensionnel autour de celui-ci : cette constatation est courante en mécanique des fluides biphasiques et elle a évidemment toujours comme cause une imperfection de réalisation minime.

Dans notre cas l'origine de l'asymétrie se situe dans l'émulseur lui-même : en effet nous avons tracé des profils horizontaux de taux de vide tout au long de l'installation et nous pouvons constater sur la figure N° 5-9 que dans la conduite l'écoulement a tendance à devenir bidimensionnel.

Nous pouvons analyser ce phénomène de la manière suivante : la veine liquide débouche dans le divergent constitué par les plaques de l'émulseur, configuration instable aggravée par

des singularités (entre les convergents et les tamis). Le jet liquide décolle des parois ce qui favorise l'injection d'air en quantité importante ; ce décollement étant sensible aux imperfections de l'installation, il n'est donc pas étonnant qu'on obtienne un écoulement asymétrique au départ, qui tend cependant à devenir bidimensionnel du fait des conditions aux limites imposées par la conduite.

Mais l'inconvénient majeur de cette asymétrie est de rendre difficile les comparaisons de mesures locales : l'utilisation de ces mesures déjà délicate quand l'écoulement est bien bidimensionnel au centre est rendue pratiquement impossible.

Enfin ce mécanisme, instable par nature, pourrait être la cause des vibrations constatées avec les sondes à variation d'impédance, vibrations qui ont empêché l'exploration de certaines zones de l'écoulement.

5.1.2.4. Récapitulation.

L'ensemble des résultats étant présenté, on peut essayer de dégager une conclusion prudente sur l'influence des paramètres géométriques.

En effet les pressions en tête montrent bien que ces paramètres influent peu : les caractéristiques moyennées en surface de l'émulsion doivent donc en dépendre relativement faiblement. De plus les profils de taux de vide sont quand même assez proches les uns des autres, malgré la non-bidimensionnalité de l'écoulement.

Ainsi il semble qu'en réalité l'émulseur ne modifie pas beaucoup la structure de l'émulsion produite à courte distance.

5.1.3. Conclusion et interprétation qualitative des résultats expérimentaux.

Deux conclusions peuvent être trés nettement dégagées des résultats expérimentaux ;

- la pression en tête est bien moindre que dans le cas de l'émulseur à section constante,

- le paramètre adimensionnel prépondérant est encore le rapport $\overline{U}_G/\overline{U}_L$.

Deux autres remarques importantes peuvent être faites, bien qu'on ne puisse conclure avec certitude :

- l'injection d'air induit un surplus de pression en tête ou de variation de pression qui ne dépend pas de la configuration.

- les paramètres géométriques de l'installation n'ont pas d'influence décisive, comme dans le cas de l'émulseur à section constante, sur les caractéristiques de l'émulsion résultante.

Nous allons décrire qualitativement les phénomènes en distinguant deux zones : l'émulseur proprement dit et la zone de mélange. Mais notons au préalable que l'effet de la pesanteur est partout visible.

Nous avons déjà analysé les phénomènes qui se déroulent dans l'émulseur en étudiant les causes de la non-bidimensionnalité de l'écoulement. Nous en détaillerons un autre aspect : la pression étant constante, il n'y a pas d'accélération notable du liquide ; en première approximation tout au moins, le taux de vide moyenné en surface doit être égal au rapport de la variation de section à la section totale ; le flux d'air au travers des parois est grossièrement constant. De plus l'air n'étant pas "freiné", il reste prés des parois comme le montrent les profils de taux de vide.

En fin d'émulseur la dissipation qui se produit dans celui-ci se réalise sous forme de variation de pression. Il peut y avoir ou non accélération du liquide selon la valeur du taux de vide à l'équilibre.

Le mélange des deux phases proprement dit est d'une double nature :

- mélange turbulent

- mélange de freinage comme on le rencontre dans le cas de l'émulseur à section constante : l'air freiné migre vers le centre de l'écoulement.

Ces phénomènes de mélange atténuent la non-bidimensionnalité des profils ; mais après la détente, seul le premier subsiste, ce qui explique pourquoi cette réduction est très lente.

5.2. ETUDE THEORIQUE DE LA ZONE DE DETENTE

5.2.1. Généralités.

5.2.1.1. Les équations du problème.

Le système de base est le même que précédemment, avec les mêmes valeurs pour le glissement et le rayon équivalent $\hat{r}$.

A priori cependant deux hypothèses au moins de ce modèle sont plus mal vérifiées dans ce cas particulier :

- les forces de pesanteur ne sont pas négligeables comme l'indiquent les profils verticaux de taux de vide.

- la vitesse du liquide ne doit pas être constante au travers d'une section (voir Note).

Le système peut être intégré si nous précisons les conditions aux limites.

5.2.1.2. Les conditions aux limites.

En première approximation et pour les raisons soulignées dans la conclusion de l'étude expérimentale, le taux de vide moyenné surfaciquement doit être égal à 0,5 en sortie d'émulseur.

Pour les valeurs du rapport $\overline{U}_G/\overline{U}_L$ inférieures à 1,5, le taux de vide en sortie d'émulseur est supérieur à sa valeur limite : nous supposerons qu'il n'y a pas recompression du mélange (due à la diminution d'accélération du liquide) et que l'énergie correspondante est dissipée.

Note : Du fait de la non-bidimensionnalité de l'écoulement, on ne peut relier la vitesse d'interface à celle de l'une ou l'autre phase, même par l'intermédiaire des relations de conservation du débit. On ne retient donc que le fait que V_I n'est pas constante ; ceci laisse penser que $\overline{v}_{1L}$ varie au travers de la section, bien qu'on ne puisse le démontrer.

5.2.2. Résultats et discussion : émulseurs de 200 mm.

5.2.2.1. Remarques sur la perte de charge dans l'émulseur.

Nous avons calculé dans un premier temps la perte de charge dans l'émulseur en utilisant la formule habituelle (donnée au paragraphe 4.2.2.3 ; rappelons qu'elle est le double de celle obtenue dans le cas des écoulements établis) et en supposant que le taux de vide en x est égal au rapport de la variation de section entre 0 et x et de la section en x.

Pour la gamme de débits liquides que nous avons explorée, cette perte de charge adimensionnelle est approximativement égale à 0,2. Notons que la perte de charge adimensionnelle propre à l'émulseur à section constante est égale à 0,6.

On constate sur la figure N° 4-4 que, pour $\frac{\bar{U}_G}{\bar{U}_L}$ de l'ordre de 1,5 (c'est-à-dire pour un taux de vide proche de 0,5), on obtient à peu prés $\left[\bar{p}(o) - \bar{p}(21\ cm)\right]_*$ en ajoutant 0,2 + 0,6 à $\left[\bar{p}(o) - \bar{p}(21\ cm)\right]_*$ $(\bar{U}_{G,a}=0)$.

Nous devons évidemment nuancer cette première estimation, mais admettons que $\left[\bar{p}_*(o) - \bar{p}_*(21\ cm) - \left\{\bar{p}_*(o) - \bar{p}_*(21\ cm)\right\}(\bar{U}_{G,a}=0)\right.$ représente la perte de charge dans l'émulseur. Elle est paramétrée en $\bar{U}_G/\bar{U}_L$ et ce paramétrage est d'autant plus important que le diamètre des orifices est plus grand. Ceci se comprend aisément dans la mesure où le flux d'air injecté dans la veine est bien régulé quand d est petit : on se rapproche alors du cas idéal où le taux de vide suit la loi supposée tout au long de l'émulseur.

Ces développements sont sujets à caution, mais ils sont cohérents avec les conclusions déduites de l'analyse adimensionnelle des pressions en tête, où nous avions mis en évidence l'influence du rendement du divergent constitué par l'émulseur (ce rendement décroît effectivement avec le diamètre des orifices). On peut simplement en retenir que pour la gamme de vitesses étudiée et pour un taux de vide proche de 0,5, l'injection d'air provoque par rapport au cas où le taux de vide est nul une perte de charge approximativement égale à $0,8\ \rho_L\ \bar{U}_L^2$.

Passons maintenant à l'étude de la zone de détente proprement dite en confondant les points d'abscisses 20 et 21 cm

(c'est-à-dire que nous supposons que le taux de vide est égal à 0,5 en x = 21 cm) : nous calculons de la même manière que précédemment les variations de pression par rapport à la droite de régression relative aux mesures en x = 21 cm.

5.2.2.2. Résultats et discussion.

Les résultats globaux sont donnés dans la figure N° 5-10 où ils sont comparés aux droites de régression expérimentales.

L'accord est bon dans le cas du poreux, mais plus mauvais pour d = 0,8 et 3 mm si ce n'est pour les grandes valeurs du rapport $\overline{U}_G/\overline{U}_L$.

Ces remarques nous permettent de mieux valider le modèle que nous avions établi dans le cas d'une détente importante ; rappelons que la valeur du rayon équivalent avait été calculée à l'aide des résultats du poreux.

On notera enfin que pour d = 0,8 et 3 mm, le modèle représente beaucoup mieux la variation de pression entre x = 250 et 350 mm que les valeurs de la pression elle-même : ceci est dû à notre avis aux conditions initiales que nous avons choisies.

On peut évidemment, vues les nombreuses hypothèses discutables dans cette application, chercher à les modifier pour ajuster les résultats théoriques aux droites de régression. Mais un calcul élémentaire montre que si nous mesurons avec une précision de 2 % deux quantités de l'ordre de 0,7 et 0,8 , la différence ne pourra être appréciée qu'à 30 % près ; or la dispersion statistique rapportée à la moyenne est généralement supérieure à 2 %.

Aussi l'application directe du modèle mis au point dans le chapitre précédent nous semble beaucoup plus convaincante que tout autre tentative de raffinement.

5.2.3. Emulseurs de 100 mm.

Cette série de mesures est relativement mauvaise, comme le montrent les figures N° 5-4 :

- pour le poreux les points en x égal à 21 et 25 cm sont confondus.

- pour d = 0,8 et 3 mm, il y a enchevêtrement et décalage des points.

De plus les mesures effectuées à l'intérieur du corps d'émulseur doivent être entachées d'erreurs.

En fait si nous calculons, pour $\bar{U}_G/\bar{U}_L$ proche de 1,5, la variation de pression $\bar{p}_*(o) - \bar{p}_*(35\ cm)$ en additionnant les pertes de charge dans l'émulseur (0,6 + 0,1) et dans le canal de section constante (0,37) à $\left[\bar{p}_*(35\ cm) - \bar{p}_*(o)\right](\bar{U}_{G,a} = 0)$, nous obtenons une valeur qui se compare correctement à l'expérience.

5.3. CONCLUSION ET COMPARAISON AVEC LES EMULSEURS A SECTION CONSTANTE.

La variation de pression qui accompagne la formation d'une émulsion dans le cas d'un émulseur à section variable est égale à la somme de trois termes :

- une perte de charge localisée dans l'émulseur obtenue en tenant compte du rendement du diffuseur à débit d'air nul.

- une variation de pression due le cas échéant à l'accélération du liquide et égale à $\rho_L \bar{U}_L^2 \left(\frac{<< \alpha >>}{1 - << \alpha >>} - 1 \right)$

- une perte de charge dans la zone de détente, qui peut être négligée en première approximation.

Si on compare sur le plan énergétique les deux types d'émulseurs étudiés, il est bien évident que l'emploi d'émulseurs à section variable est beaucoup plus économique.

Cependant à moins d'une installation trés soignée, l'émulsion produite est mal définie dans ce dernier cas, du fait de la non-bidimensionnalité de l'écoulement ; pour certaines applications particulières, on pourra donc choisir de préférence un émulseur à section constante.

CHAPITRE 6

ETUDE DE L'INFLUENCE DES CONDITIONS

AUX LIMITES AVAL.

Nous avons été amenés pour compléter l'étude de l'influence des conditions aux limites aval à placer un diaphragme en bout d'installation.

Il nous a paru alors indispensable d'étudier pour elles-mêmes les importantes fluctuations de pression induites par cette disposition.

Ce chapitre est comme précédemment divisé en deux parties, l'une expérimentale l'autre théorique.

Notations : les pressions sont dans ce chapitre des pressions absolues.

6.1. ETUDE EXPERIMENTALE

Nous n'avons utilisé pour cette série d'expériences que l'émulseur à section constante caractérisé par L_E = 200 mm, d = 0,8 mm ; divers diaphragmes de dimensions D x 120 mm^2, respectant donc la symétrie verticale de l'installation, peuvent être placés en bout du canal de section constante. La notation CVE 1000 500 D 12 indique que le diaphragme en bout a pour ouverture 12 mm, l'installation étant caractérisée de la manière habituelle.

Après une présentation rapide des mesures spécifiques effectuées ici, nous commentons les principaux résultats obtenus.

Remarquons enfin que le débit massique d'air est constant du fait des cols soniques permettant la mesure, que le circuit d'alimentation en eau comporte à l'amont une bâche alimentaire maintenue à une pression de 12 bars (en supposant le coefficient de perte de charge constant, une variation de 0,5 bar de la pression aval entraîne une variation de 2 % du débit d'eau à l'entrée de l'émulseur : ces fluctuations sont donc tout à fait négligeables).

6.1.1. Les mesures.

6.1.1.1. Mesure des pressions relatives moyennes.

Pour mesurer la pression relative moyenne en tête d'émulseur (au point d'abscisse 0), notée $\overline{p}(o) - p_a$, nous avons utilisé un capteur à membrane. La valeur du signal est lue directement sur un voltmètre digital et une moyenne visuelle est effectuée.

Pour la mesure des pressions moyennes tout au long de l'installation, nous avons employé le central de mesures.

6.1.1.2. Mesure de la fréquence des fluctuations de pression.

Le signal issu d'un capteur à membrane est amplifié puis traité par un ensemble corrélateur-transformateur de Fourier. Le spectre ainsi obtenu est visualisé sur le cadran d'un oscilloscope et photographié (voir un exemple sur la figure N° 6-1) ; la fréquence est proportionnelle à l'intervalle séparant l'origine du pic. Notons que cette chaîne de mesures a été vérifiée à l'aide d'un générateur trés basse fréquence.

L'erreur commise dans la mesure de la fréquence est estimée à 0,15 Hz.

6.1.1.3. Mesures des fluctuations de pression et de taux de vide pendant les périodes de surpression et de dépression.

Il est important de connaître l'allure des fluctuations de pression ; pour éviter l'introduction de bulles d'air dans la prise de pression (ce qui aurait pour effet de déformer le signal), nous avons placé des capteurs dont la membrane affleurait à la paroi : bien que la membrane ait 20 mm de diamètre, ceci n'a pas d'importance comme on le verra par la suite. La bande passante des capteurs utilisés est de l'ordre de 3000 Hz.

Du fait de l'existence de deux paliers distincts dans les fluctuations de pression, nous avons pu mesurer le taux de vide moyen pendant les phases de dépression et de surpression à l'aide de deux tiroirs de traitement des signaux de sondes. Le signal issu d'un capteur est discriminé à l'aide du seuil d'un premier tiroir ; quand le signal est supérieur à ce seuil, la sortie "air" du tiroir délivre des impulsions à grandes fréquences qui atténuées servent d'horloge au second tiroir qui traite les signaux de sonde de la manière habituelle. La mesure du taux de vide n'est donc effectuée que lorsque l'horloge du second tiroir est alimentée, c'est-à-dire lorsque le signal du capteur est supérieur au seuil. Pour obtenir le taux de vide pendant l'autre palier de pression, il suffit d'inverser le signal du capteur.

6.1.2. Présentation des résultats.

Les plages de variation des débits ont été limitées par deux facteurs : rester dans une gamme de taux de vide élevé et ne pas avoir de surpression trop importante (le débit d'eau est donc faible).

6.1.2.1. Mesures du taux de vide.

Nous avons mesuré les taux de vide dans le plan vertical de symétrie : les résultats complets sont consignés dans la table N° 6-1, partiellement illustrée par la figure N° 6-2.

Alors que sans diaphragme le taux de vide décroît régulièrement, il semble qu'après une diminution, l'influence du diaphragme se fasse sentir en le réaugmentant : il y a homogénéisation de l'émulsion, ce qui est un résultat classique.

6.1.2.2. Fréquence N des fluctuations de pression.

Cette fréquence a été étudiée de manière trés complète : nous avons fait varier la longueur L de l'installation, l'ouverture D du diaphragme ainsi que les débits d'eau et d'air.

Nous avons également modifié la structure interne de l'émulseur en supprimant les grilles intermédiaires servant de diffuseur : l'émulseur est alors symbolisé par E'.

Les résultats sont donnés dans un cas particulier sous forme dimensionnelle dans la figure N° 6-3.

L'ensemble des résultats est donné avant et après traitement dans la table N° 6-2 et la figure N° 6-4. Dans la table N° 6-2, une case vide signifie qu'il n'y avait pas d'oscillations d'amplitude suffisante pour qu'on puisse en mesurer la fréquence ; les expériences relatives à la configuration CV-E'-1000-D 16 n'ont pas été effectuées. Une ouverture D = 20 mm du diaphragme n'a donné lieu à aucune fluctuation notable de pression.

$\bar{U}_{G,m}$ désigne la vitesse débitante de l'air relative à la section totale du canal à la pression $\frac{\bar{p}(o) + pa}{2}$

6.1.2.3. Mise sous forme adimensionnelle de la fréquence N.

Comme à l'accoutumée, nous donnons un rôle prépondérant au rapport des vitesses débitantes, ce qui nous a conduits à regrouper les résultats sous la forme :

$$\frac{NL}{\overline{U}_{G,m}} = f\left(\frac{\overline{U}_L}{\overline{U}_{G,m}}\right)$$

Pour expliciter la fonction f, nous avons représenté les résultats du cas CVE 1000 D 16 sur papier logarithmique : on obtient alors graphiquement :

$$\frac{NL}{\overline{U}_{G,m}} = 2{,}2 \cdot \left(\frac{\overline{U}_L}{\overline{U}_{G,m}}\right)^{1/2}$$

ce qui peut se mettre sous la forme : $N_* = \dfrac{NL}{(\overline{U}_{G,m}\ \overline{U}_L)^{1/2}} = 2{,}2.$

Nous avons été ainsi amenés à calculer cette fréquence adimensionnelle N_* pour tous les points de mesure, la moyenne $\overline{N}_*$ et la dispersion pour chaque configuration. On constate que $\overline{N}_*$ ne dépend pratiquement pas de la configuration ; nous avons donc calculé la moyenne $\overline{\overline{N}}_*$ pour les 127 points de mesure et la précision correspondante. Les fréquences adimensionnelles N_* sont données dans la table N° 6-2, l'analyse statistique des résultats est résumée par la table N° 6-3.

La précision de la mesure de la fréquence adimensionnelle N_* est comprise entre 3 et 10 %.

En première approximation tout au moins, nous avons donc mis en évidence une fréquence adimensionnelle constante. Il semble cependant qu'un léger paramétrage subsiste, si l'on considère avec attention la table N° 6-2.

6.1.2.4. Enregistrement des fluctuations de pression.

Un extrait des résultats est donné dans les figures

N° 6-5 et 6-6. La configuration générale de l'installation étant CVE 1000 500 E 12, le capteur n° 1 est placé à l'abscisse x = 35,5 cm, le capteur n° 2 à l'abscisse x = 136 cm dans la figure n° 6-5 et 175 cm dans la figure N° 6-6.

Les fluctuations de pression ont évidemment l'allure d'oscillations de relaxation caractérisées par l'existence de paliers (ceci étant net pour x = 175 cm).

Le signal fourni par le capteur n° 1 apparaît comme étant filtré par rapport à celui fourni par le capteur N° 2 dans la figure N° 6-6 : le filtre est naturellement constitué par le milieu biphasique lui-même.

Cependant la pression est pratiquement en phase dans toute l'installation : ceci étant très important pour d'autres raisons, on notera que la pression instantanée est bien mesurée par notre dispositif.

Enfin l'amplitude des fluctuations varie de 0,2 à 0,4 bar : le phénomène étudié est donc loin d'être négligeable.

6.1.2.5. Pressions moyennes ; taux de vide pendant les phases de surpression et de dépression.

La figure N° 6-7 montre que, de la même manière que dans le cas sans diaphragme, l'installation peut être divisée en quatre zones : l'émulseur à pression constante, la zone de détente, une zone à faible gradient de pression et une zone de sortie beaucoup plus importante dans ce cas.

Le taux de vide moyen mesuré pendant les phases de dépression et de surpression est donné dans la figure N° 6-8 : le résultat est paradoxal dans la mesure où les variations entre les deux cas sont faibles ; on observera cependant que la moyenne surfacique est plus grande pendant la phase de dépression.

6.1.3. Conclusion.

Le principal résultat de cette étude expérimentale est l'obtention d'une fréquence adimensionnelle constante. Les autres mesures permettent comme nous le verrons dans la seconde partie d'identifier avec certitude le mécanisme à la base des oscillations.

6.2. ETUDE THEORIQUE

Une courte revue bibliographique permet de poser le problème théorique ; après avoir identifié le mécanisme à la base du phénomène, nous calculons la fréquence de résonnance du système.

6.2.1. Revue bibliographique : les phénomènes d'oscillation en écoulement biphasique.

Cette revue qui insiste sur la propagation de petites perturbations et les principaux mécanismes d'oscillation d'installation est basée sur quatre publications (Réocreux, 1973 ; Bouré, 1972 ; et tout particulièrement Bouré, 1973 a et b).

De manière générale, les perturbations s'introduisent dans l'écoulement par l'intermédiaire des conditions aux limites : même si le temps de réponse des systèmes imposant ces conditions est nul, l'action d'une perturbation sur une autre condition à la limite est retardée du fait de sa propagation à vitesse finie.

Ces temps de propagation jouent donc un rôle essentiel dans le comportement des écoulements dynamiques. Une étude générale (Bouré, 1973 b) est effectuée à partir des six équations de conservation (on se restreint au cas des petites perturbations, ce qui permet de linéariser le système ; on suppose principalement qu'il n'y a pas de termes différentiels dans l'expression des transferts), dont on déduit, par les méthodes usuelles, une équation du sixième degré où l'inconnue est la célérité des perturbations ; deux racines correspondent à des ondes enthalpiques, les quatre autres à des ondes mixtes , c'est-à-dire à des ondes qui propagent à la fois une perturbation de pression et une perturbation de densité. Cette approche permet de résoudre des contradictions existant dans la littérature, mais elle soulève également des problèmes délicats.

En pratique, des modèles moins généraux conduisent en

première approximation à des résultats convenables (Wallis, 1969).

Avant de passer à une revue rapide des instabilités d'installation, soulignons qu'il n'existe pas à notre connaissance d'étude portant sur des écoulements sans transferts de masse et de chaleur : l'étude expérimèntale effectuée est donc parfaitement originale.

Les mécanismes d'instabilité (Bouré, 1973 a) sont très nombreux, aussi nous nous sommes limités à deux d'entre eux, particulièrement courants :

- les oscillations acoustiques sont dues à la résonance des ondes acoustiques et les fréquences d'oscillation du système sont naturellement reliées au temps de passage de ces ondes dans l'installation.

- les oscillations dues à l'onde de densité sont les plus répandues en écoulement à deux phases : une variation de taux de vide à l'entrée induit avec retard une variation de pression dans l'installation (par l'intermédiaire d'une singularité de sortie par exemple) qui entraîne à son tour une nouvelle variation du taux de vide d'entrée (par l'intermédiaire des conditions aux limites amont) ; dans certains cas une perturbation peut être amplifiée. La période du phénomène est de l'ordre de grandeur du temps de parcours de l'installation par une particule fluide : elle est généralement beaucoup plus longue que celle correspondant à une oscillation acoustique.

6.2.2. Remarques préliminaires.

6.2.2.1. Identification du mécanisme d'oscillation.

Des modèles simples permettent de calculer la vitesse de propagation d'ondes acoustiques et d'ondes de densité, en supposant qu'il n'y a pas de glissement entre phases (Wallis, 1969) :

$$c_a = \left(a^2 . \frac{\rho_G}{\rho_L} . \frac{1}{\bar{\alpha}(1-\bar{\alpha})} \right)^{1/2}$$

: onde acoustique ; la compression du gaz étant supposée isotherme, a est la célérité d'une onde acoustique dans l'air ($\bar{\alpha} = \bar{R}_2^G$).

$c_d = \bar{U}_G + \bar{U}_L$: onde de densité (une perturbation de densité se propage évidemment à la vitesse des deux fluides :

$$\frac{\bar{U}_L}{1-\bar{\alpha}} = \frac{\bar{U}_G}{\bar{\alpha}} = \bar{U}_G + \bar{U}_L)$$

On peut à l'aide de ces deux quantités définir un nombre de Mach :

$$M_a = \frac{c_d}{c_a} = \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \cdot \frac{\bar{U}_G \, \bar{U}_L}{a^2} \right)^{1/2}$$

En conséquence, la fréquence propre due à une onde acoustique est égale à $\frac{c_a}{L}$, et celle due à une onde de densité à $\frac{\bar{U}_G + \bar{U}_L}{L}$.

Pour un taux de vide supérieur à 0,5, ce qui correspond à nos expériences, des considérations élémentaires montrent que :

- la fréquence acoustique croît avec $\bar{U}_G$ et décroît avec $\bar{U}_L$.

- la fréquence due à une onde de densité croît avec $\bar{U}_G$ et $\bar{U}_L$.

Or les résultats expérimentaux indiquent que la fréquence de résonnance croît avec $\bar{U}_G$ et $\bar{U}_L$. De plus, la fréquence due à l'onde de densité peut se mettre sous la forme :

$$\frac{NL}{\bar{U}_G} = 1 + \frac{\bar{U}_L}{\bar{U}_G}$$

la figure N° 6-4 montre que l'accord est convenable, pourvu que $\bar{U}_G$ soit calculée à la pression moyenne de l'installation.

Ceci établit donc que le phénomène d'oscillation observé est dû à l'onde de densité.

Avant d'affiner cette première approximation, nous allons décrire plus correctement le phénomène et rendre compte de quelques effets observés.

6.2.2.2. Schématisation du phénomène.

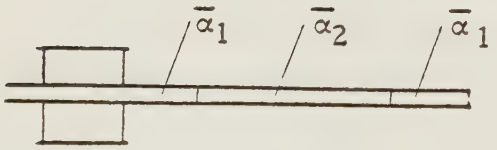
Le mécanisme est déjà en partie décrit, mais nous pouvons

maintenant le préciser : une perturbation de taux de vide induit lors de son passage au niveau du diaphragme des variations de pression et de vitesse dans l'installation. Celles-ci vont entraîner une nouvelle perturbation de taux de vide à l'entrée, qui induit après avoir parcouru l'installation une nouvelle variation...

La réponse de l'émulseur à une perturbation est donc un élément essentiel du problème : en particulier, le fait que son volume soit du même ordre de grandeur que celui du canal est important, puisqu'on peut montrer que, s'il est nul, toute perturbation est amortie exponentiellement. Cette réponse est difficile à préciser et nous ne le tenterons pas ici ; ceci nous interdit d'analyser quantitativement le problème des seuils d'oscillation.

Mais remarquons que la perturbation induite par une variation de taux de vide est d'autant plus grande que l'ouverture du diaphragme est faible, que les pertes de pression dans le canal sont grossièrement proportionnelles à sa longueur. Ainsi une perturbation sera amplifiée si D et L sont petits : la table N° 6-2 montre qu'il en est bien ainsi.

Dans le cas où il y a oscillation, on aboutit à la production par l'émulseur d'un écoulement "bouchon" caractérisé par la succession de deux tranches de mélange à fort et faible taux de vide comme le montre la figure 6-A.



$\bar{\alpha}_1$ petit

$1-\bar{\alpha}_2$ petit

Figure 6-A

Le débit volumique étant approximativement constant (en négligeant la compressibilité du gaz), la phase de surpression va correspondre à la sortie de la tranche de mélange à faible

taux de vide, la phase de dépression à la sortie de l'autre : la forme des oscillations de pression est donc bien celle des figures N° 6-5 et 6-6.

L'existence d'un écoulement "bouchon" est également démontrée par les mesures "instantanées" que nous avons effectuées (voir fig. N° 6-8). Le déphasage spatial entre la sonde et la sortie explique que la différence de taux de vide soit faible ; en effet pour la phase de dépression par exemple, on moyenne pendant le passage du bouchon au niveau du diaphragme : mais la sonde voit passer successivement le bouchon et une partie de l'autre phase.

Enfin la mesure d'un profil vertical de taux de vide en x = 18,4 cm confirme la disposition adoptée dans la figure N° 6-A : le taux de vide est plus faible pendant la phase de surpression (nous n'avons pas reproduit ici ces résultats : les vibrations ont empêché l'exploration complète du canal).

6.2.2.3. Conclusion.

L'effet de densité permet d'approcher en première approximation la fréquence du système, mais surtout d'expliquer l'ensemble des phénomènes constatés.

Dans ce qui suit, nous allons justifier la formule expérimentale de la fréquence de résonnance.

6.2.3. Calcul de la vitesse de propagation de petites perturbations en écoulement biphasique sans transfert de masse.

Comme cela a été dégagé par Bouré (1973, b) et Réocreux (1974), des termes différentiels doivent s'introduire dans les expressions des transferts entre phases. Or la grande originalité du système que nous avons établi dans le chapitre 4 est due au fait qu'il comporte de tels termes. Il est nécessaire pour la cohérence de notre travail de tester ces équations dans le cas d'écoulements oscillants ; nous en constaterons d'ailleurs a postériori la validité.

6.2.3.1. Les équations du problème.

Nous utiliserons quelques hypothèses supplémentaires par rapport au chapitre 4 ; pour faciliter la compréhension de l'exposé, nous regroupons ci-dessous l'ensemble des hypothèses :

- le modèle est monodimensionnel.
- les forces d'inertie du gaz sont négligeables, ainsi que les termes de viscosité et de tension superficielle.
- la masse volumique du liquide est constante ; la compression du gaz est isotherme : $p_G = a^2 \rho_G$ ($a^2 = rT$).
- il y a isobaricité phasique : $p_G = p_L = p$.

La plupart de ces hypothèses sont très classiques (Réocreux, 1974) dans les études portant sur ce type de problème.

Pour simplifier les notations, nous poserons :

$\alpha = R_2^G$: moyenne surfacique instantanée de la fonction indicatrice de la phase gazeuse.

Les équations moyennées surfaciquement peuvent alors se mettre sous la forme :

$$\frac{\partial \alpha \rho_G}{\partial t} + \frac{\partial \alpha \rho_G v_{1G}}{\partial x_1} = 0$$

$$\frac{\partial (1-\alpha)}{\partial t} + \frac{\partial (1-\alpha) v_{1L}}{\partial x_1} = 0$$

$$\rho_L \cdot \frac{\partial (1-\alpha) v_{1L}}{\partial t} + \rho_L \cdot \frac{\partial}{\partial x_1}\left[(1-\alpha)\, v_{1L}^2\right] + \frac{\partial p}{\partial x_1} = 0$$

$$3. \quad \frac{\partial p}{\partial x_1} + \rho_L \cdot (1-\alpha) \cdot \left(\frac{\partial v_{1G}}{\partial t} + v_{1G} \cdot \frac{\partial v_{1G}}{\partial x_1} \right) = - 2 \cdot \frac{\rho_L}{\hat{f}} \cdot (1-\alpha)(v_{1G} - \Gamma v_{1L})^2$$

$$p = a^2 \rho_G$$

Pour obtenir l'équation caractéristique donnant la vitesse de propagation V de petites perturbations, on procède comme nous l'avons indiqué dans la revue bibliographique ; soulignons que les termes de transfert non différentiels n'interviendront pas dans ce calcul.

6.2.3.2. Equation caractéristique ; remarques dans le cas $\Gamma = 1$.

L'annulation d'un déterminant nous conduit à l'équation caractéristique du quatrième degré suivante :

$$\bar{\alpha}(1-\bar{\alpha})\left(1-\frac{\bar{v}_{1G}}{V}\right)^2 \cdot \left(1-\frac{\bar{v}_L}{V}\right)^2 - \frac{a^2}{V^2} \cdot \frac{\bar{\rho}_G}{\rho_L} \cdot \left\{ (1-\bar{\alpha})\left(1-\frac{\bar{v}_{1G}}{V}\right)^2 + 3\,\bar{\alpha}\left(1-\frac{\bar{v}_{1L}}{V}\right)^2 \right\} = 0$$

Donnons-en quelques propriétés dans le cas où le glissement est égal à un : cette équation possède une racine double évidente correspondant à une onde de continuité :

$$c_d = \bar{v}_{1G} = \bar{v}_{1L} = \bar{U}_G + \bar{U}_L$$

La célérité des ondes acoustiques c_a se déduit alors de l'équation du second degré :

$$V^2 - 2\,c_d.V + c_d^2 - a^2.\frac{\bar{\rho}_G}{\rho_L} \cdot \frac{1 + 2\,\bar{\alpha}}{\bar{\alpha}\,(1-\bar{\alpha})} = 0$$

$$c_a = c_d \pm \left(a^2.\frac{\bar{\rho}_G}{\rho_L} \cdot \frac{1 + 2\,\bar{\alpha}}{\bar{\alpha}\,(1-\bar{\alpha})} \right)^{1/2}$$

La comparaison avec les formules données dans le paragraphe 6.2.2.1. (obtenues en supposant $v_{1G} = v_{1L}$ à tout instant) est intéressante :

- la vitesse de l'onde de continuité est conservée.

- la célérité des ondes acoustiques est modifiée : on peut donc constater directement sur cet exemple simple l'incidence des termes différentiels.

Nous ferons dans la suite une confusion qui nous aidera cependant à dégager les notions principales, dans le cas où la "vitesse du mélange" (nécessairement intermédiaire entre les vitesses des deux phases) est faible devant la vitesse de propagation des ondes acoustiques : nous appellerons :

- ondes de densité les ondes qui se propagent approximativement à la "vitesse du mélange".
- ondes acoustiques celles qui se propagent à la célérité du son.

où "vitesse du mélange" et célérité du son sont évidemment des quantités à préciser ultérieurement.

Remarquons qu'il y a confusion parce que nous avons en réalité affaire à des ondes mixtes qui propagent simultanément des perturbations de taux de vide et de pression.

6.2.3.3. Vitesse de propagation des ondes de densité à faible nombre de Mach.

Mettons l'équation caractéristique sous la forme :

$$(1-\bar{\alpha})\left(1-\frac{\bar{v}_{1G}}{V}\right)^2+3\bar{\alpha}\left(1-\frac{\bar{v}_{1L}}{V}\right)^2 = \frac{V^2}{a^2}\cdot\frac{\rho_L}{\bar{\rho}_G}\cdot\bar{\alpha}(1-\bar{\alpha})\cdot\left(1-\frac{\bar{v}_{1G}}{V}\right)^2\cdot\left(1-\frac{\bar{v}_{1L}}{V}\right)^2$$

le second membre est posé égal à $\mathcal{M}^2$ (qui a bien l'allure d'un nombre de Mach).

Cette équation peut s'écrire :

$$V^2\cdot(1+2\bar{\alpha}-\mathcal{M}^2) - 2V\left[(1-\bar{\alpha})\,\bar{v}_{1G}+3\alpha\bar{v}_{1L}\right]+(1-\bar{\alpha})\bar{v}_{1G}^2+3\bar{\alpha}\bar{v}_{1L}^2 = 0$$

et elle a pour solutions :

$$V = \frac{(1-\bar{\alpha})\bar{v}_{1G}+3\bar{\alpha}\bar{v}_{1L}\pm\left\{-3\bar{\alpha}(1-\bar{\alpha})(\bar{v}_{1G}-\bar{v}_{1L})^2+\mathcal{M}^2\left[(1-\bar{\alpha})\bar{v}_{1G}^2+3\bar{\alpha}\bar{v}_{1L}^2\right]\right\}^{1/2}}{1+2\bar{\alpha}-\mathcal{M}^2}$$

De manière générale, on doit résoudre par itérations :

- négliger $\mathcal{M}^2$ et calculer une première valeur de V

- apprécier $\mathcal{M}^2$ à l'aide de cette valeur de V et en déduire une seconde...

Pour l'application que nous avons en vue, on note que :

$$\mathcal{M}^2 \left[(1-\bar{\alpha})\, \bar{v}_{1G}^2 + 3\,\bar{\alpha}\, \bar{v}_{1L}^2 \right] \ll 3\,\bar{\alpha}\,(1-\bar{\alpha})\,(\bar{v}_{1G} - \bar{v}_{1L})^2$$

$$\mathcal{M}^2 \ll 1 + 2\,\bar{\alpha}$$

Dans ces conditions la solution peut se mettre sous la forme explicite :

$$V = \frac{(1-\bar{\alpha})\bar{v}_{1G} + 3\bar{\alpha}\bar{v}_{1L} \pm i\left|\bar{v}_{1G}-\bar{v}_{1L}\right| \sqrt{3\bar{\alpha}(1-\bar{\alpha})}}{1 + 2\,\bar{\alpha}} = v_r \pm i\, v_i$$

et on constate avec Bouré (1973,b) l'existence de deux racines complexes conjuguées lorsque la vitesse des deux phases est différente. Interprétons ce résultat en utilisant l'expression générale d'une onde plane :

$$e^{ik\left(t-\frac{x}{V}\right)} = e^{ik\left(t-x\,\frac{v_r}{v_r^2 + v_i^2}\right)} \pm k\, x\, v_i$$

On en conclut qu'en toute rigueur, les vitesses des deux ondes de densité sont égales à la même valeur c_d :

$$c_d = \frac{v_r^2 + v_i^2}{v_r} = \frac{(1-\bar{\alpha})\,\bar{v}_{1G} + 3\bar{\alpha}\,\bar{v}_{1L}}{1 + 2\,\bar{\alpha}} + \frac{3\bar{\alpha}\,(1-\bar{\alpha})(\bar{v}_{1G}-\bar{v}_{1L})^2}{(1+2\bar{\alpha})\left[(1-\bar{\alpha})\bar{v}_{1G} + 3\bar{\alpha}\,\bar{v}_{1L}\right]}$$

ce qui est conforme à l'intuition physique.

Mais l'une des ondes est amortie alors que l'autre est spatialement amplifiée. Cette dernière est susceptible d'un traitement non-linéaire.

On doit enfin remarquer que si le glissement entre

phases est supposé constant à tout instant (ce qui permet d'éviter d'expliciter les termes d'interface puisqu'on dispose de la quatrième équation : $v_{1G} = \Gamma\, v_{1L}$), l'équation caractéristique est du troisième degré (Bouré, 1964) : ses racines sont purement réelles mais l'hypothèse de glissement constant est très discutable.

6.2.3.4. Célérité du son : nombre de Mach.

On cherche a priori une solution de l'équation caractéristique telle que :

$$\overline{v}_{1G} \ll V \qquad \overline{v}_{1L} \ll V$$

On obtient alors de manière évidente la célérité du son :

$$c_a = \pm \left(a^2 \cdot \frac{\overline{\rho}_G}{\rho_L} \cdot \frac{1 + 2\,\overline{\alpha}}{\overline{\alpha}(1-\overline{\alpha})} \right)^{1/2}$$

quantité réelle conformément à l'interprétation physique.

Nous pouvons définir plus précisément le nombre de Mach par le rapport :

$$M_a = \frac{c_d}{c_a}$$

les développements précédents étant valables lorsque M_a est petit devant 1.

Dans le cas contraire, on doit résoudre directement l'équation caractéristique.

6.2.4. Calcul de la fréquence de résonnance correspondant aux ondes de densité ; comparaison avec les résultats expérimentaux.

6.2.4.1. Fréquence propre adimensionnelle.

La fréquence propre d'une installation de longueur L parcourue par une onde de densité est donnée par :

$$N = \frac{c_d}{L} = \frac{1}{L} \cdot \left\{ \frac{(1-\overline{\alpha})\overline{v}_{1G} + 3\overline{\alpha}\overline{v}_{1L}}{1 + 2\,\overline{\alpha}} + \frac{3\overline{\alpha}\,(1-\overline{\alpha})\,(\overline{v}_{1G} - \overline{v}_{1L})^2}{(1+2\overline{\alpha})\left[(1-\overline{\alpha})\overline{v}_{1G} + 3\overline{\alpha}\,\overline{v}_{1L}\right]} \right\}$$

qui peut se mettre sous la forme adimensionnelle :

$$N_* = \frac{NL}{(\bar{U}_G \bar{U}_L)^{1/2}} = \frac{\frac{\bar{U}_G}{\bar{U}_L} + \Gamma}{3.\frac{\bar{U}_G}{\bar{U}_L} + \Gamma} \left(\frac{\bar{U}_G}{\bar{U}_L}\right)^{1/2} \cdot \left[\Gamma . \frac{\bar{U}_G}{\bar{U}_L} + \frac{3}{\Gamma} + 3 \frac{(\Gamma - 1)^2}{\Gamma^2 + 3.\frac{\bar{U}_G}{\bar{U}_L}} \right]$$

Il reste à expliciter la valeur du glissement : si nous utilisons la formule habituelle :

$$\tilde{\Gamma} = 1,2 + 0,2 . \frac{\bar{U}_G}{\bar{U}_L}$$

on constate dans le tableau ci-dessous que N_* ne dépend pratiquement pas du rapport $\bar{U}_G/\bar{U}_L$ pour la gamme de valeurs étudiées :

$\frac{\bar{U}_G}{\bar{U}_L}$	2	4	6	8	10
N_*	1,88	1,88	1,92	1,97	2,02

6.2.4.2. Comparaison avec les résultats expérimentaux et discussion.

Nous avons donc établi théoriquement que la fréquence adimensionnelle dégagée des résultats expérimentaux est pratiquement constante ; de plus la "constante" théorique se compare très bien à la constante expérimentale puisque l'écart est de l'ordre de 10 %.

Nous allons discuter la signification de cet écart sur les plans théorique et expérimental :

- sur le plan théorique, nous avons utilisé la valeur du glissement à l'état moyen et calculé la fréquence à l'approximation

linéaire. La première remarque est pertinente dans la mesure où nous avons montré que les profils de taux de vide sont assez différents dans le cas où un diaphragme est introduit en bout d'installation : on pourrait choisir un autre glissement moyen ; ce raffinement nous semble inutile en l'absence de mesures locales systématiques. Il est par contre surprenant de constater que la non-linéarité n'a que très peu d'influence sur la fréquence du phénomène (voir Note) ; ceci est dû, à notre avis, au fait que le débit massique est constant à l'entrée : ainsi quel que soit le schéma d'oscillation adopté la période est toujours pratiquement la même, les faibles différences provenant de la compressibilité du gaz.

- sur le plan expérimental, il faut tout d'abord noter que N_* est entachée d'erreur (de 3 à 10 %) du fait de la précision de nos mesures. Nous avons calculé cette quantité en utilisant une pression moyenne de l'installation et la longueur L de celle-ci : ceci est évidemment discutable.

Nous conclurons en notant que les deux fréquences théorique et expérimentale ne constituent que des premières approximations : le fait qu'elles se présentent sous la même forme et qu'elles soient très proches leur confère une validité raisonnable.

Note : nous avons imaginé le cas extrême d'un écoulement composé de tranches successives de gaz et de liquide ($\Gamma = 1$) : un calcul aisé conduit à la période du phénomène qui ne diffère finalement que très peu de la valeur calculée à l'approximation linéaire $L.(\overline{U}_G + \overline{U}_L)^{-1}$.

6.3. CONCLUSION

L'interprétation du phénomène en termes d'ondes de densité et la détermination strictement théorique de la fréquence d'oscillation conduisent à des résultats qui se comparent correctement avec l'expérience aussi bien de manière qualitative que de manière quantitative.

Notre étude est évidemment très incomplète mais elle est originale sur les plans théorique et expérimental.

Elle ne peut être valablement continuée sans préciser la réponse de l'émulseur ; si cela est possible (le cas échéant en imposant des conditions aux limites amont simples), on exprimerait alors entièrement les problèmes théoriques relatifs :

- aux seuils d'oscillation : par la méthode des petites perturbations.
- aux oscillations de relaxation : par intégration numérique.

Des mesures complémentaires, dont nous avons donné quelques exemples, pourraient vérifier et étayer certaines hypothèses.

Enfin l'utilité de ce type d'étude est évidente puisqu'elle permettrait d'affiner l'expression des termes de transfert de quantité de mouvement.

7. CONCLUSION GENERALE

Les principaux objectifs de ce travail ont été atteints puisque nous avons pu démontrer expérimentalement la faible influence des paramètres géométriques de l'émulseur pour ce type de structure et évaluer les différentes causes de perte de pression.

Ces conclusions sont donc directement utilisables : en règle générale, on choisira un émulseur à section variable de préférence à un émulseur à section constante si on met l'accent sur le rendement ; par contre le second permet d'obtenir une émulsion mieux définie.

Nous devons également souligner la cohérence de notre approche.

Nous avons en effet constamment mis en évidence dans le traitement de tous nos résultats expérimentaux l'influence des deux facteurs dégagés en introduction :

- le rôle prépondérant joué par la phase la plus dense
- l'importance du taux de vide ou de la quantité qui lui est équivalente, le rapport des vitesses débitantes des deux phases,

et ceci dans des conditions très différentes : écoulement établi, détente brutale, oscillations de relaxation.

Il est cependant clair que cette schématisation ne vaut que pour des couples gaz-liquide (à un ou deux constituants) où la masse volumique de la phase gazeuse est beaucoup plus faible que celle de la phase liquide ; de plus le nombre de Reynolds doit être grand.

Sur le plan théorique, une seule expression des termes de transfert est utilisée au cours de notre travail. La forme choisie, basée sur des analogies discutables n'est en réalité pleinement validée que par les résultats relatifs aux oscillations de

relaxation, où l'accord entre théorie et expérience est remarquable, puisqu'aucune hypothèse complémentaire forte n'est effectuée. Or ces termes de transfert constituent un des problèmes majeurs de la mécanique des fluides biphasiques.

Mais ceci étant dit, notre travail, évidemment très incomplet, devrait être continué dans deux directions privilégiées opposées mais complémentaires :

- étude des écoulements établis à grands nombres de Reynolds
- étude des écoulements fortement non établis et instationnaires de manière à mieux mettre en évidence les termes de transfert.

REFERENCES

Les livres et articles de synthèse sont indiqués par un astérisque.

P. Adler
Etude dynamique d'un écoulement biphasique établi dans un canal rectangulaire trés allongé.
C.R.A.S., 274, série A, 120, (1972 a).

P. Adler
Théorie asymptotique des écoulements turbulents établis à bulles
C.R.A.S., 274, série A, 1255, (1972 b).

P. Adler
Compléments à la théorie asymptotique des écoulements turbulents établis à bulles
C.R.A.S., 274, série A, 1575, (1972 c).

P. Adler
Etude de la formation d'une émulsion air et eau
45° Colloque Euromech, Palerme, 1-3 Oct., (1973).

J. N. Al-Sheikh et al.
Predictions of flow patterns in horizontal two-phase pipe flow
Can. J. Chem. Eng, 48, 21, (1970).

G.E. Alves
Cocurrent liquid-gas pipe line contactors
Chem. Eng. Progress, 66, 60, (1970).

A.A. Armand, G.G. Trecher
Investigation of the resistance during the movement of vapor-water mixtures in a heated boiler tube at high pressure
AERE-Lib., Trans. 816, (1967).

S.G. Bankoff
A variable density single-fluid model for two-phase flow with particular reference to steam-water flow
J. Heat Transfer, 265, (1960).

D.R.H. Beattie
Two-phase flow structure and mixing length theory
Nuclear Eng. and Design, 21, 46, (1972).

J.A. Bouré
Propagation des petites perturbations dans les écoulements diphasés avec transfert de masse et glissement
S.H.F., VIII° Journées de l'hydraulique, question V b, rapport n° 4, Lille, (1964).

J. Bouré, M. Réocreux
Equations générales des écoulements diphasiques ; application aux écoulements critiques et aux régimes non permanents.
IV° Conf. de l'U.R.S.S. sur le transfert de chaleur et de masse, Minsk, (1972).

J.A. Bouré, A.E. Berglès, L.S. Tong
Review of two-phase flow instability
Nuclear Eng. and Design, 25, 165, (1973, a).

J. Bouré
Dynamique des écoulements diphasiques : propagation de petites perturbations.
C.E.N.G., Rapport CEA-R-4456, (1973,b).

R.S. Brodkey
The phenomena of fluid motions
Addison-Wesley, Reading Mass., 481, (1967).

D. Butterworth *
Two-phase gas-liquid pressure drop
Brit. Chem. Eng., 14, n° 9, 89, (1969).

J.R. Cairns, T.Y. Na
Optimum design of water jet pumps
J. Eng. Power, Pap. n° 68-WA/FE 13, (1968).

J.G. Collier *
Convective boiling and condensation
Mc Graw-Hill, (1972).

A.E. Degance, R.W. Atherton *
Chemical engineering aspects of two-phase flow
Chem. Eng., 135, (1970).

M. YE. Deich et al.
A method for calculating a two-phase jet injector
Heat transfer Soviet Research, 3, n° 6, (1971).

J.-M. Delhaye
Equations aux moyennes spatiales et aux moyennes statistiques des écoulements diphasiques
S.H.F., La Houille Blanche, 559, (1967).

J.-M. Delhaye
Sur les équations générales des systèmes diphasiques
C.R.A.S., 267, série A, 660, (1968).

J.-M. Delhaye
General equations of two-phase systems and their applications to air-water bubble flow and to steam-water flashing flow
ASME pap. 69-HT-63, (1969).

J.-M. Delhaye
Contribution à l'étude des écoulements diphasiques eau-air et eau-vapeur
Thèse de Doctorat es-Sciences Physiques, Université de Grenoble, (1970)

J.-M. Delhaye
Jump conditions and entropy sources in two-phase systems. Local instant formulation.
Int. J. Multiphase flow, 1, 395, (1974).

V.K. Dhir, J.H. Lienhard
Taylor stability of viscous fluids with application to film boiling
Int. J. Heat and Mass Transfer, 16, 2097, (1973).

D.A. Drew
Averaged field equations for two-phase media
Stud. in applied Math., L , n° 2, 133, (1971).

D.A. Drew, L.A. Segel
Averaged equations for two-phase flows
Stud. in applied Math., L , n° 3, 205, (1971).

S. Fabréga *
Configurations d'écoulements diphasiques en conduite
Cycle de conférences sur les écoulements diphasiques dans les générateurs de vapeur,
Ermenonville, (1970).

S. Fabréga *
Chute de pression et instabilité dans les écoulements diphasiques gaz-liquide
Cycle d'études sur les écoulements diphasiques gaz-liquide, IFCE, Conf. n° 6, (1973).

J. Faure, L. Pugnet
Etude expérimentale de la production d'un mélange air-eau.
Symposium sur la mécanique des émulsions, S.H.F., Paris, (1960).

A. Fortier
Transferts thermiques dans les écoulements.
Cours de DEA de Mécanique des Fluides. Option aéraulique et thermique, (1970).

J.P. Galaup
Contribution à l'étude des méthodes de mesure en écoulement diphasique. Applications à l'analyse statistique des écoulements à bulles.
Thèse de Docteur-Ingénieur, Université de Grenoble, (1975).

G.W. Govier, K. Aziz *
The flow of complex mixtures in pipes.
Van Nostrand, Reinhold, (1972).

J.E. Hench, J.P. Johnston
Two-dimensional diffuser performance with subsonic, two-phase, air-water flow.
J. Basic Eng., 105, (1972).

G. Hetsroni, M. Sokolov
Distribution of mass, velocity and intensity of turbulence in a two-phase turbulent jet
J. Appl. Mech.,315, (1971).

G.F. Hewitt, N.S. Hall-Taylor *
Annular two-phase flow
Pergamon Press, (1970).

M. Hirata, N. Nishiwaki
Skin friction and heat transfer for liquid flow over a porous wall with gas injection
Int. J. Heat Mass Transfer, 6, 941, (1963).

G.A. Hughmark
Hold-up in gas-liquid flow
Chem. Eng. Progress, 58, n° 4, 62, (1962).

G.A. Hughmark
Hold-up and heat transfer in horizontal slug gas-liquid flow
Chem. Eng. Sci., 20, 1007, (1965).

P. Hutchinson et al.
Transient flow redistribution in annular two-phase flow
Meeting of Am. Nucl. Soc. on Reactor Heat Transfer, Karlsruhe, (1973).

O.C. Jones
Determination of transient characteristics of an X-ray void measurement system for use in studies of two-phase flow
KAPL - 3859, (1970).

E.S. Kordyban, T. Ranov
Mechanism of slug formation in horizontal two-phase flow
J. Basic Eng., 857, (1970).

Kroeger, N. Zuber
Average volumetric concentration in two-phase flow through rectangular channels
J. Heat Transfer, 491, (1968).

H. Lécroart, R. Porte
Electrical probes for study of two-phase flow at high velocity
Int. Symp. on two-phase systems, Haïfa, (1971).

H. Lécroart, J. Lewi
Mesures locales et leur interprétation statistique pour un écoulement diphasique à grande vitesse et taux de vide élevé.
S.H.F., 12° Journées de l'Hydraulique, Question IV, Rapport 7, (1972).

S. Levy
Prediction of two-phase pressure drop and density distribution from mixing length theory
J. Heat Transfer, 137, (1963).

J. Lewi
Expression des termes de transfert aux interfaces dans un écoulement diphasique gaz-liquide à petites bulles
Note interne, SEEN/RT/73044, CENS, (1973 a).

J. Lewi
Structure locale d'un écoulement gaz-liquide à bulles
45° Colloque Euromech, Palerme, 1-3 Oct., (1973 b).

J. Lewi
Contribution à l'étude dynamique des écoulements diphasiques gaz-liquide
Thèse de Doctorat es-Sciences, Paris VI, (1975).

R. Moissis, P. Griffith
Entrance effects in a two-phase slug flow
J. Heat Transfer, 29, (1962).

J.F. Muir, R. Eichhorn
Compressible flow of an air-water mixture through a vertical two-dimensional, converging-diverging nozzle
Project Squid Technical Report, PR-105-P, (1963)

T. Oya
Upward liquid flow in small tube into which air streams
Bull. J. S. M. E., 14, n° 78, 1320, (1971).

M. Petrick, B.S. Swanson
Radiation attenuation method of measuring density of a two-phase fluid
Rev. Scient. Inst., 29, n° 12, 1079, (1958)

T.C. Piper
Final report on the semi-scale gamma attenuation two-phase water density measurement
IN-1487, (1971).

N.A. Radovich, R. Moissis
The transition from two-phase bubble flow to slug flow
Rep. n° 7-7673-22, MIT, (1962).

M. Réocreux
Débits critiques
Cycles d'études sur les écoulements diphasiques gaz-liquide
IFCE, (1973).

M. Réocreux
Contribution à l'étude des débits critiques en écoulement diphasique eau-vapeur
Thèse de Doctorat es-Sciences Physiques, Université de Grenoble, (1974).

R. Roumy
Pertes de pression par frottement en double phase. Corrélations en 1 - α.
Note interne TT n° 198 bis, CENG, (1965).

P.G. Saffmann
On the boundary conditions at the surface of a porous medium
Stud. in applied Math, L, n° 2, 93, (1971).

C.C. St-Pierre, S.G. Bankoff
Vapor volume profiles in developping two-phase flow
Int. J. Heat and Mass Transfer, 10, 237, (1967).

H. Schlichting
Boundary layer theory
McGraw-Hill, (1968)

K. Sekoguchi et al.
The influences of mixers, bends and exit sections on horizontal two-phase flow
Int. Symp. Res. in cocurrent gas-liquid flow, Waterloo, (1963).

R.V. Smith et al.
Two-phase two-component critical flow in a Venturi
AERE-R 5736, (1968).

S.L. Sullivan et al.
Formation of air bubbles at orifices submerged beneath liquids
Aiche J ., n° 6, 848, (1964).

L.S. Tong
Boundary-layer analysis of the flow boiling crisis
Int. J. Heat and Mass Transfer, 11, 1208, (1968).

C. Truesdell, R. Toupin
The classical field theories
Handbuch der Physik, Band III, 1, Springer-Verlag, (1960).

P. Vernier, J.M. Delhaye
General two-phase flow equations applied to the thermohydrodynamics of boiling nuclear reactors.
Energie Primaire, 4, n° 1,2, (1968).

G.B. Wallis
Some hydrodynamical aspects of two-phase flow and boiling
Int. Heat Transfer Conference, pap. 38, (1961-62).

G.B. Wallis
Use of the Reynolds flux concept for analysing one-dimensional two-phase flow
Int. J. Heat and Mass Transfer, 11, 445, (1968).

G.B. Wallis *
One dimensional two-phase flow
McGraw-Hill (1969).

P.B. Whalley et al.
Experimental wave and entrainment measurements in vertical annular two-phase flow
Symposium on Multiphase flow systems, Glasgow, (1974).

J.H. Witte
Efficiency and design of liquid gas ejectors
British Chem. Eng., 10, n° 9, 602, (1965).

F.C. Yip et al.
The motion of small air bubbles in stagnant and flowing water
Can. J. Chem. Eng., 48, 229, (1970).

N. Zuber, J.A. Findlay
Average volumetric concentration in two-phase flow systems
J. Heat Transfer, 453, (1965).

Collectif :

Two-phase flow instrumentation *
11th Nat. ASME/Aiche Heat Transfer conference, Minneapolis,
Aug. 3-6, (1969).

ANNEXE 2

.1. Equations et conditions aux limites adimensionnelles pour la loi de paroi.

2.1.1. Liquide.

Les équations instantanées s'écrivent sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t_+}\left(\frac{v_{iL+}}{\alpha_{Lm}}\right)+\alpha_{Lm}\cdot\frac{\partial}{\partial x_{j+}}\left(\frac{v_{iL+}}{\alpha_{Lm}}\cdot\frac{v_{jL+}}{\alpha_{Lm}}\right)=-\frac{\partial}{\partial x_{i+}}\left(\frac{p_{L+}}{\alpha_{Lm}}\right)+\Delta_+\left(\frac{v_{iL+}}{\alpha_{Lm}}\right)+\frac{1}{\alpha_{Lm}}\cdot\frac{g_i\,\nu_L}{u_{*L}^3}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_{i+}}\left(\frac{v_{iL+}}{\alpha_{Lm}}\right)=0$$

Les conditions aux limites à la paroi sont :

$$x_{2+}=0 : \quad \frac{v_{iL+}}{\alpha_{Lm}}=0 \; ; \; \frac{\partial}{\partial x_{2+}}\left(\frac{\overline{v}_{1L+}}{\alpha_{Lm}}\right)=\frac{1}{\alpha_{Lm}} \; ; \; \frac{\alpha_L}{\alpha_{Lm}}=\frac{1}{\alpha_{Lm}}$$

Les conditions aux limites au centre de l'écoulement n'interviennent pas, puisque ce sont des conditions à l'infini.

2.1.2. Gaz.

Les équations instantanées sont :

$$\frac{\partial}{\partial t_+}\left(\frac{v_{iG+}}{\alpha_{Gm}}\right)+\alpha_{Gm}\cdot\frac{\partial}{\partial x_{j+}}\left(\frac{v_{iG+}}{\alpha_{Gm}}\cdot\frac{v_{jG+}}{\alpha_{Gm}}\right)=-\frac{\partial}{\partial x_{i+}}\left(\frac{p_{G+}}{\alpha_{Gm}}\right)+\Delta_+\left(\frac{v_{iG+}}{\alpha_{Gm}}\right)+\frac{1}{\alpha_{Gm}}\cdot\frac{g_i}{u_{*L}^3}\cdot\frac{\nu_L^3}{\nu_G^2}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_{i+}}\left(\frac{v_{iG+}}{\alpha_{Gm}}\right)=0$$

Les conditions aux limites de la paroi s'écrivent :

$$x_{2+} = 0 \quad : \quad \frac{v_{iG+}}{\alpha_{Gm}} = 0 \qquad \frac{\alpha_G}{\alpha_{Gm}} = 0$$

2.1.3. Conditions d'interface

$$\frac{\alpha_{Gm}}{\alpha_{Lm}} \cdot \frac{\rho_G}{\rho_L} \cdot \left(\frac{\nu_G}{\nu_L}\right)^2 \left[- \frac{p_{G+}}{\alpha_{Gm}} \delta_{ij} + \left\{ \frac{\partial}{\partial x_{j+}} \left(\frac{v_{iG+}}{\alpha_{Gm}} \right) + \frac{\partial}{\partial x_{i+}} \left(\frac{v_{jG+}}{\alpha_{Gm}} \right) \right\} \right] n_{jG}$$

$$+ \left[- \frac{p_{L+}}{\alpha_{Lm}} \cdot \delta_{ij} + \left\{ \frac{\partial}{\partial x_{j+}} \left(\frac{v_{iL+}}{\alpha_{Lm}} \right) + \frac{\partial}{\partial x_{i+}} \left(\frac{v_{jL+}}{\alpha_{Lm}} \right) \right\} \right] \cdot n_{jL} + \frac{1}{\alpha_{Lm}} \cdot \frac{\sigma}{\mu_L u_{*L}} \cdot \left(\frac{1}{R_{1+}} + \frac{1}{R_{2+}} \right) n_{iG} = 0$$

$$\frac{\alpha_{Gm}}{\alpha_{Lm}} \cdot \frac{\nu_G}{\nu_L} \cdot \frac{v_{iG+}}{\alpha_{Gm}} = \frac{v_{iL+}}{\alpha_{Lm}}$$

δ_{ij}, R_1 et R_2 désignant respectivement le symbole de Kronecker et les rayons de courbure principaux de l'interface.

2.1.4. Conclusion.

Le paramètre R_{*L} n'apparaît donc pas dans ce système ; il n'interviendrait que dans l'écriture des conditions aux limites au centre de l'écoulement, mais comme ce sont des conditions à l'infini (à x_2 = e correspond l'égalité $x_{2+} = R_{*L}$), puisque R_{*L} est supposé trés grand, elles n'ont pas d'influence dans la zone de paroi.

2.2. Equations et conditions aux limites adimensionnelles relatives aux lois déficitaires.

2.2.1. Liquide.

Les équations instantanées sont données par :

$$\frac{\partial}{\partial X'_i}\left(\frac{v_{iLd+}}{\alpha_{Lm}}\right) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t'}\left(\frac{v_{iLd+}}{\alpha_{Lm}}\right)+\alpha_{Lm}\cdot\frac{\partial}{\partial X'_j}\left(\frac{v_{iLd+}}{\alpha_{Lm}}\cdot\frac{v_{Jld+}}{\alpha_{Lm}}\right)=-\frac{\partial}{\partial X'_i}\left(\frac{p_{L+}}{\alpha_{Lm}}\right)+\frac{1}{R_{*L}}\cdot\Delta'\left(\frac{v_{iLd+}}{\alpha_{Lm}}\right)+\frac{1}{\alpha_{Lm}}\cdot\frac{g_i{}^{e}}{u^2_{*L}}$$

Les conditions aux limites se mettent sous la forme :

$X'_2 = 0$: $\quad v_{1Ld+} = -\bar{v}_{1Lm+} \qquad \frac{\alpha_L}{\alpha_{Lm}} = \frac{1}{\alpha_{Lm}}$

$X'_2 = 1$: $\quad \bar{v}_{1Ld+} = -\frac{1-\alpha_{Lm}}{\alpha_{Lm}}\cdot\bar{v}_{1Lm+} \qquad \frac{\alpha_L}{\alpha_{Lm}} = 1$

2.2.2. Gaz

Les équations instantanées sont :

$$\frac{\partial}{\partial X'_i}\left(\frac{v_{iGd+}}{\alpha_{Gm}}\right) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t'}\left(\frac{v_{iGd+}}{\alpha_{Gm}}\right)+\alpha_{Gm}\cdot\frac{\partial}{\partial X'_j}\left(\frac{v_{iGd+}}{\alpha_{Gm}}\cdot\frac{v_{jGd+}}{\alpha_{Gm}}\right)=-\frac{\partial}{\partial X'_i}\left(\frac{p_{G+}}{\alpha_{Gm}}\right)+\frac{1}{R_{*L}}\cdot\Delta'\left(\frac{v_{iGd+}}{\alpha_{Gm}}\right)+\frac{1}{\alpha_{Gm}}\cdot\frac{g_i{}^{e}}{u^2_{*L}}$$

Les conditions aux limites sont données par :

$X'_2 = 0$: $\quad v_{1Gd+} = -\frac{\nu_L}{\nu_G}\cdot\bar{v}_{1Lm+} \qquad \frac{\alpha_G}{\alpha_{Gm}} = 0$

$X'_2 = 1$: $\quad \alpha_{Gm}\cdot\bar{v}_{1Gd+} = \alpha_{Gm}\cdot\bar{v}_{1Gm+} - \frac{\nu_L}{\nu_G}\cdot\bar{v}_{1Lm+} \qquad \frac{\alpha_G}{\alpha_{Gm}} = 1$

2.2.3. Conditions d'interface.

$$\frac{\nu_G}{\nu_L}\cdot\frac{v_{iGd+}}{\alpha_{Gm}} = \frac{v_{iLd+}}{\alpha_{Lm}}\cdot\frac{\alpha_{Gm}}{\alpha_{Lm}}$$

$$\frac{\rho_G}{\rho_L}\cdot\frac{\alpha_{Gm}}{\alpha_{Lm}}\cdot\left(\frac{\mathcal{V}_G}{\mathcal{V}_L}\right)^2\cdot\left[-\frac{p_{G+}}{\alpha_{Gm}}\cdot\delta_{ij}+\frac{1}{R_{*L}}\cdot\left\{\frac{\partial}{\partial X'_j}\left(\frac{v_{iGd+}}{\alpha_{Gm}}\right)+\frac{\partial}{\partial X'_i}\left(\frac{v_{iGd+}}{\alpha_{Gm}}\right)\right\}\right]\cdot n_{jG}$$

$$+\left[-\frac{p_{L+}}{\alpha_{Lm}}\cdot\delta_{ij}+\frac{1}{R_{*L}}\cdot\left\{\frac{\partial}{\partial X'_j}\left(\frac{v_{iLd+}}{\alpha_{Lm}}\right)+\frac{\partial}{\partial X'_i}\left(\frac{v_{jLd+}}{\alpha_{Lm}}\right)\right\}\right]\cdot n_{jL}+\frac{\sigma}{\rho_L u^2_{*L} e}\cdot\frac{1}{\alpha_{Lm}}\cdot\left(\frac{1}{R'_1}+\frac{1}{R'_2}\right)\cdot n_{ig}=0$$

2.2.4. Conclusion.

En utilisant la définition des écoulements turbulents à bulles, nous notons que tous les termes en $\frac{1}{R_{*L}}$ (qui apparaissent dans les équations de quantité de mouvement) sont négligeables : en conséquence ce paramètre n'intervient plus dans l'expression des solutions de ce système d'équations.

2.3. Exemple illustrant la validité des développements par rapport à α_{Gm}.

Soit l'expérience n se déroulant pendant le temps t $(0 < t < \infty)$ caractérisée par la variable de phase $X_G(t,n)$ définie par :

$$X_G(t,n) = \sum_{p=o}^{\infty} 1_{[np,np+1]}(t)$$

avec : n,p appartenant à l'ensemble des entiers naturels.

$1_{[np,np+1]}(t) = 1$ si t appartient à l'intervalle $[np,np+1]$

" $= 0$ si t n'appartient pas à l'intervalle $[np,np+1]$

La probabilité de présence de la phase gazeuse dans l'expérience n est donc égale à :

$$\alpha_G(n) = \lim_{T\to\infty}\frac{\int_o^T X_G(t,n).dt}{T} = \frac{1}{n}$$

Le temps de passage de la phase gazeuse est :

$$T_G(n) = \int_o^{\infty} X_G(t,n).dt = + \infty$$

En faisant tendre n vers l'infini, nous avons donc bien :

$$\lim_{n \to \infty} \alpha_G(n) = 0 \qquad \lim_{n \to \infty} T_G(n) = + \infty$$

Nous avons ainsi obtenu un exemple où bien que la probabilité de présence de la phase gazeuse soit nulle, son temps de passage reste infini.

Notons pour terminer que la raison profonde pour laquelle le temps de passage de la phase gazeuse reste infini est constituée par le fait que le théorème de convergence dominée de Lebesgue ne peut être appliqué à la fonction $X_G(t,n)$ et qu'en conséquence :

$$\lim_{n \to \infty} \int_o^{\infty} X_G(t,n).dt \neq \int_o^{\infty} \lim_{n \to \infty} X_G(t,n).dt = 1$$

FIGURES

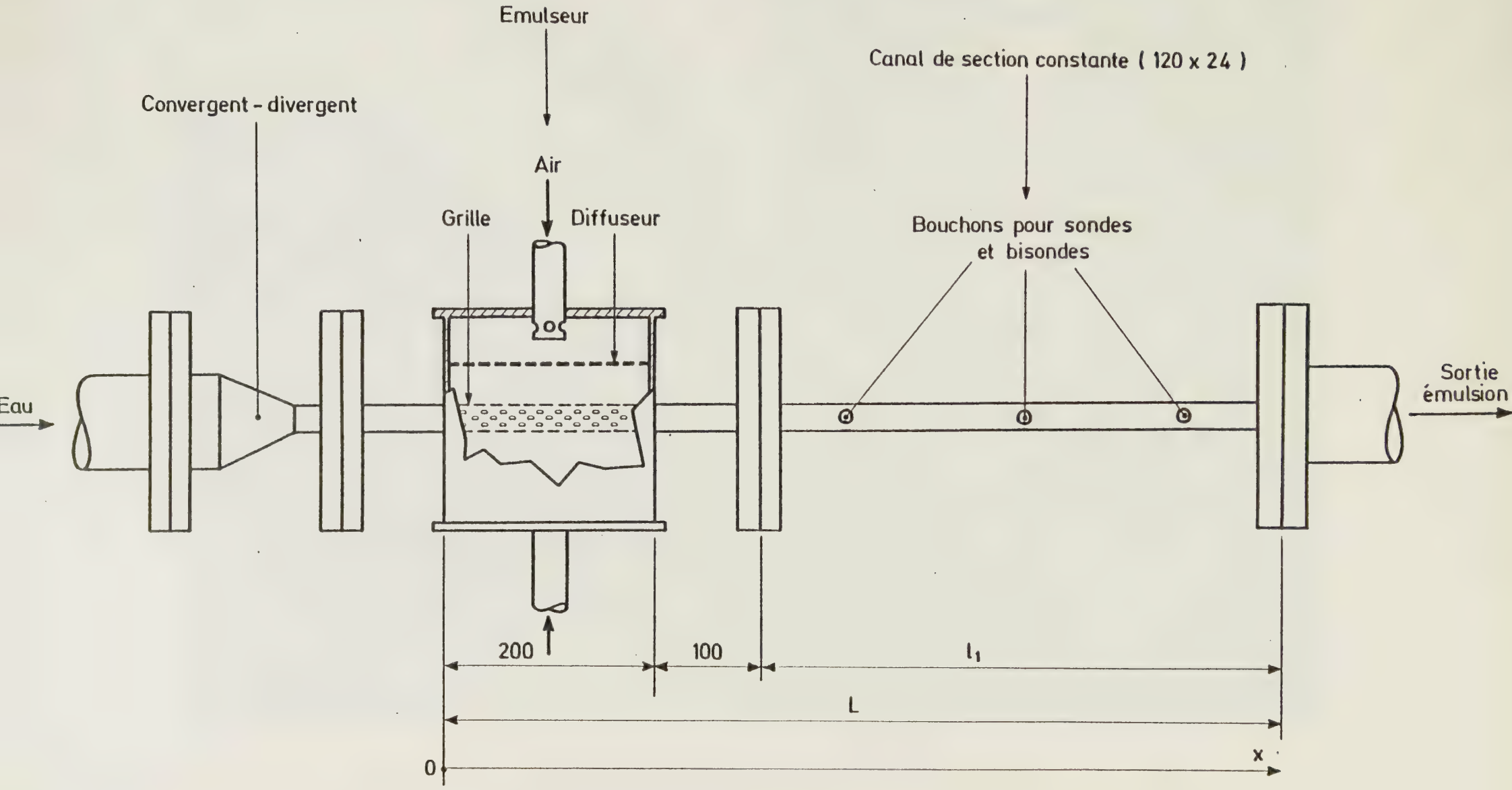


Fig. 3.1 - Schéma de l'installation (dimensions en mm)

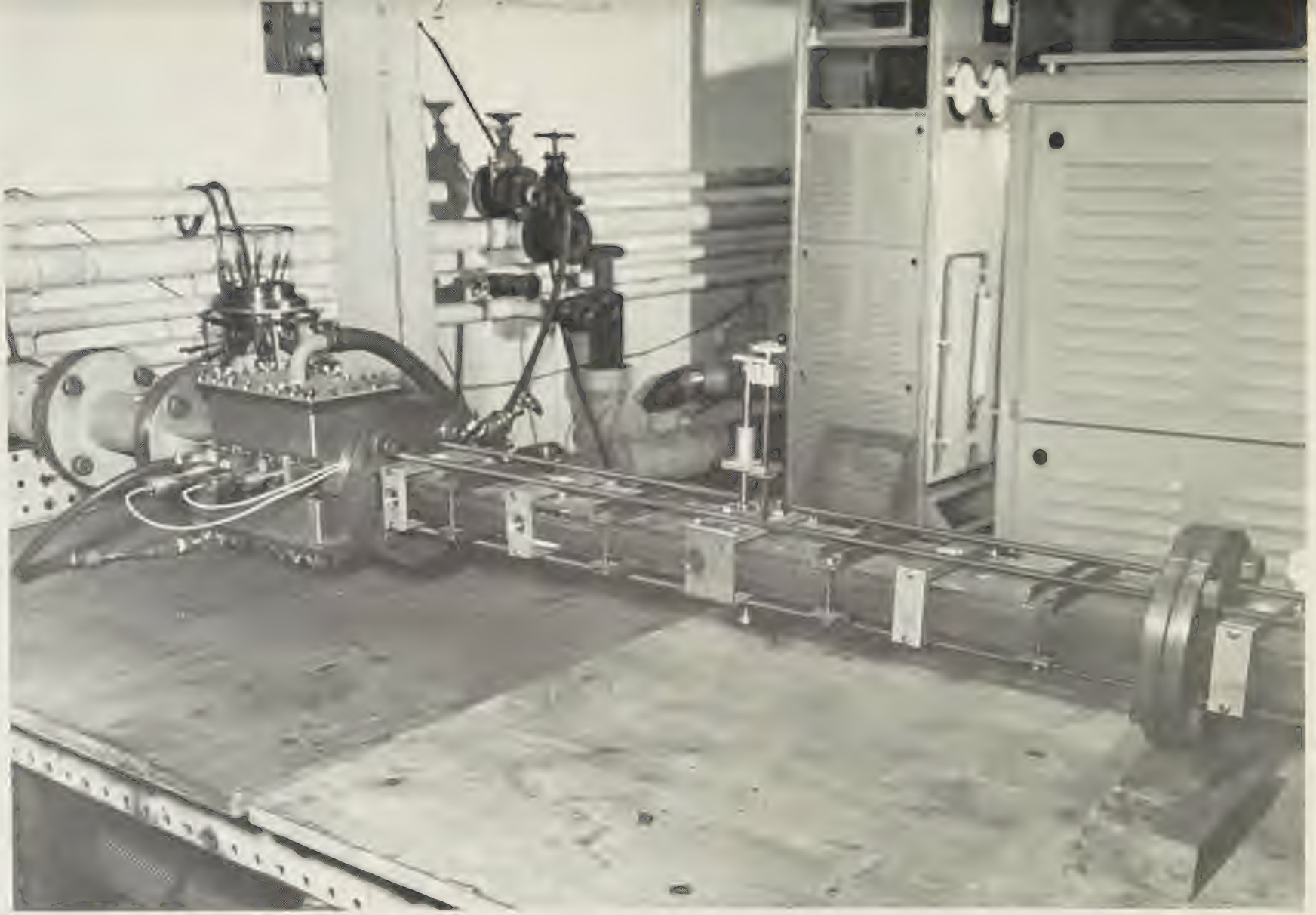


Fig. 3 . 2 . Photographie de l'installation

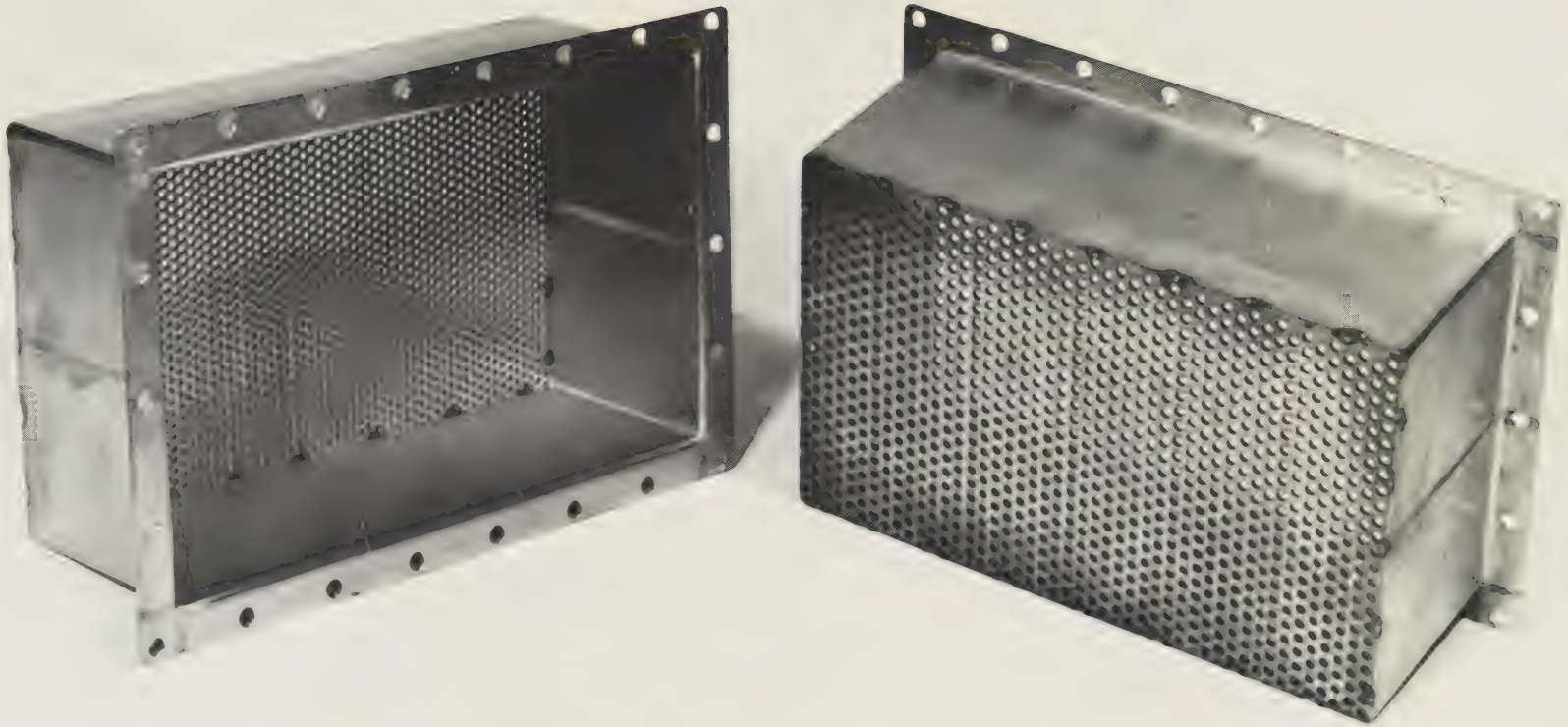
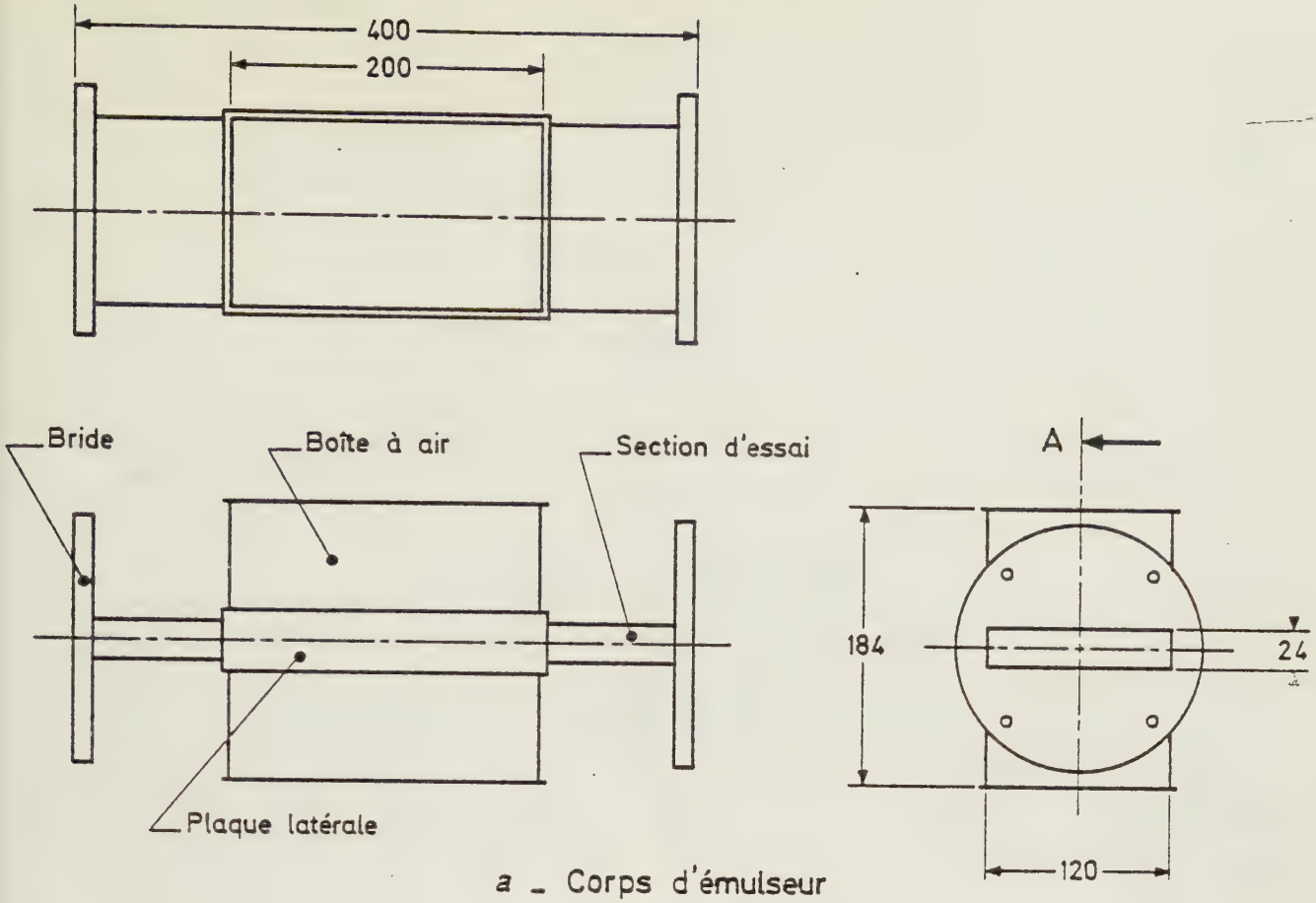
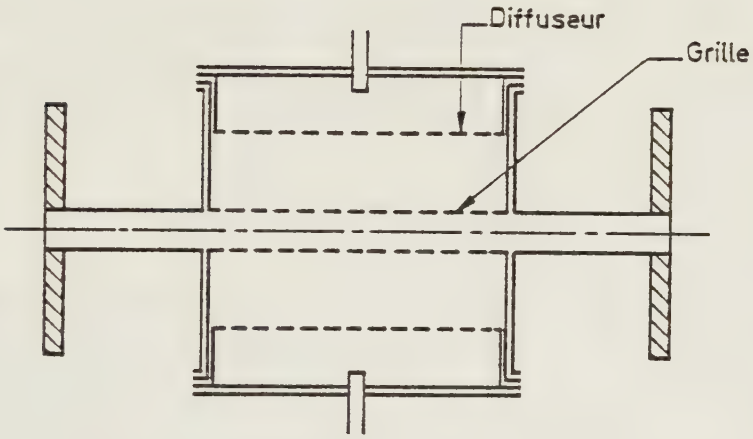


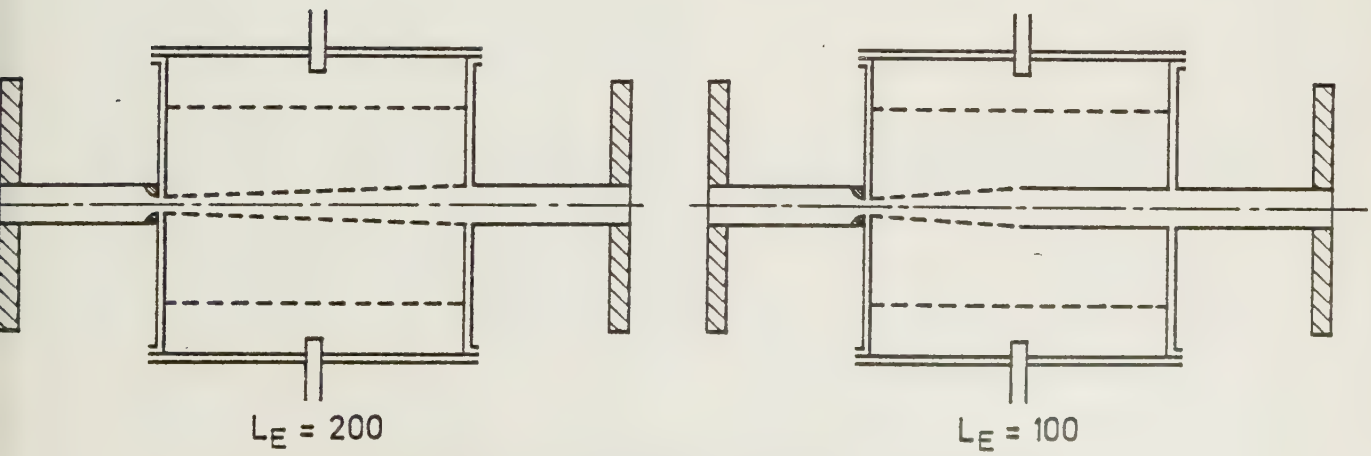
Fig. 3.3 _ Les tamis porte grille



a _ Corps d'émulseur



b _ Coupe A de l'émulseur à section constante



c _ Coupe A des émulseurs à section variable

Fig. 3.4 _ Structure des émulseurs (dimensions en mm)

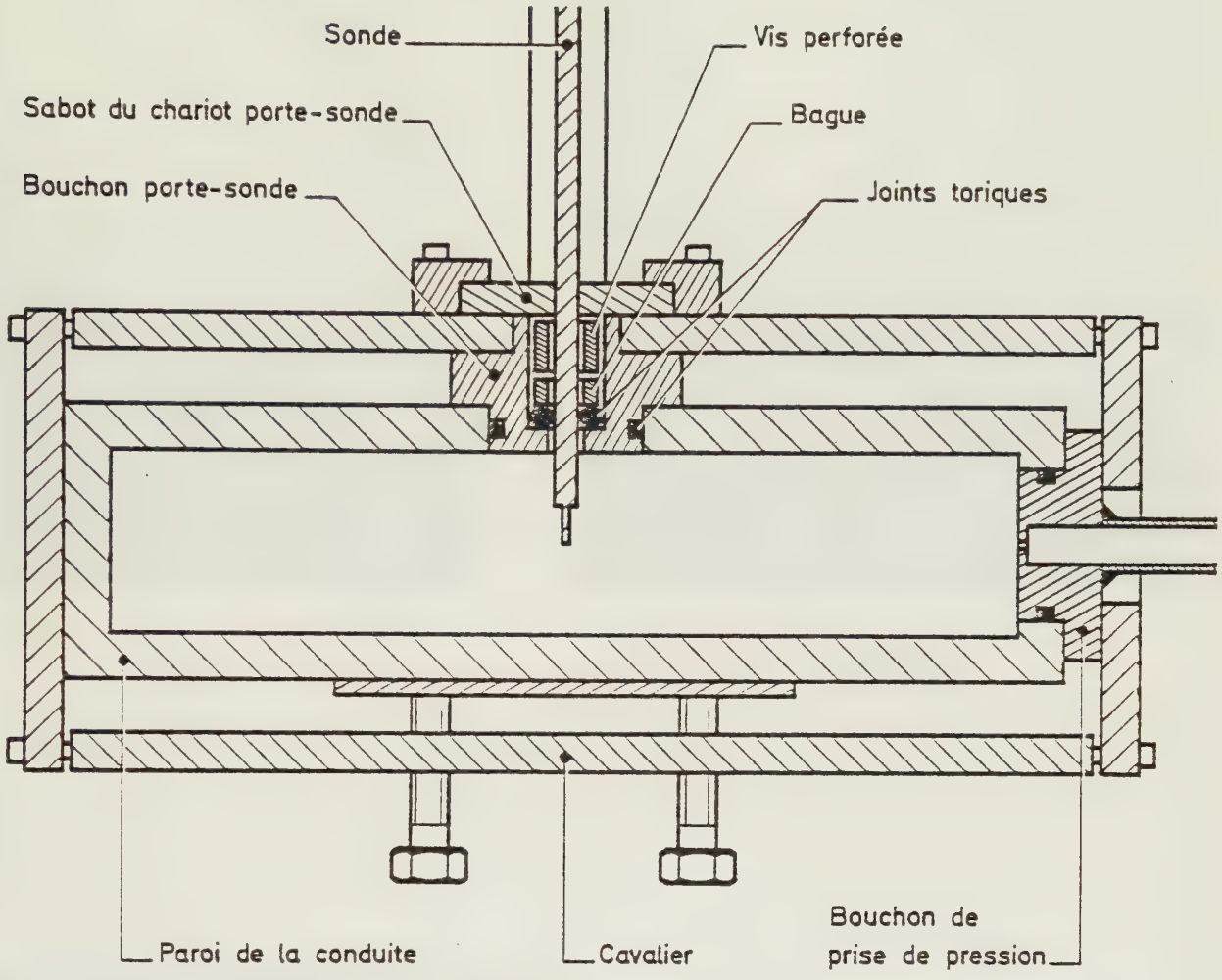
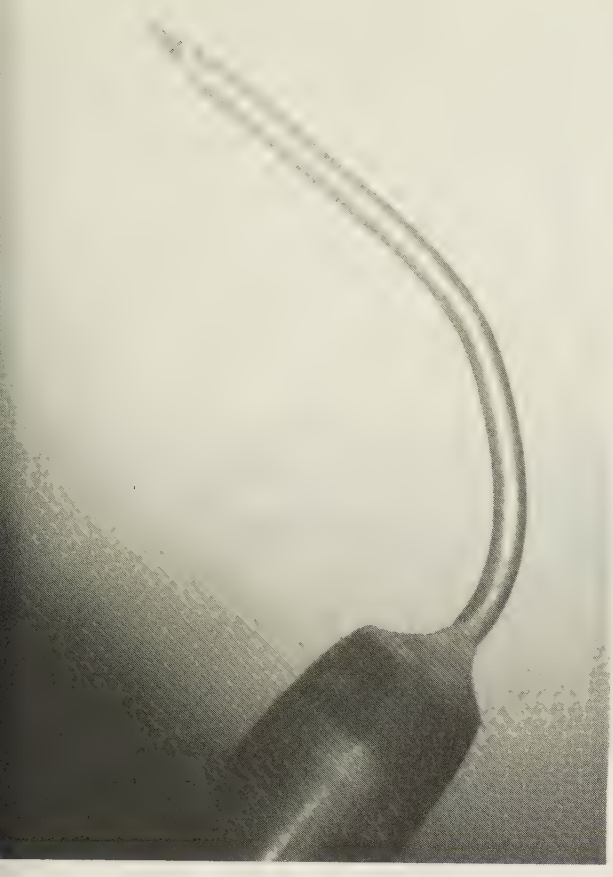


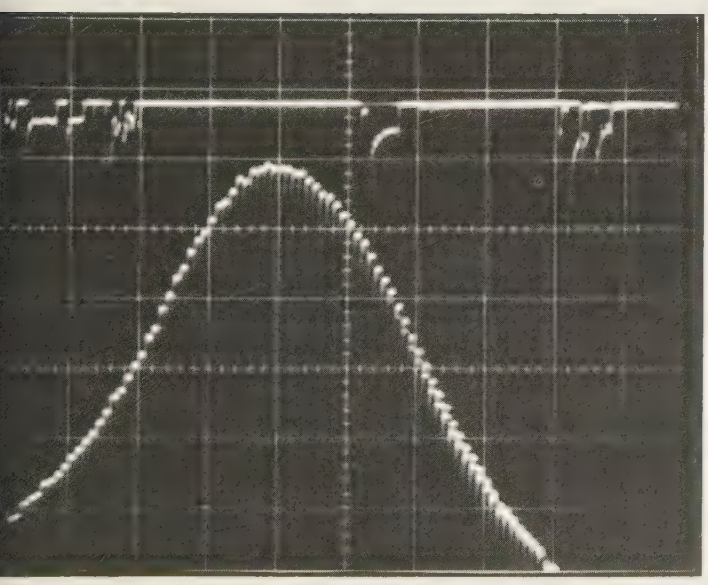
Fig. 3.5 _ Montage des bouchons de prise de pression et des sondes dans la conduite de section constante



SONDE

BISONDE

Fig. 3 . 6



Signaux réels de sonde
(10 ms / div)

Intercorrélogramme des signaux
fournis par une bisonde

Fig. 3 . 7 . Signaux réels de sonde et intercorrélogramme

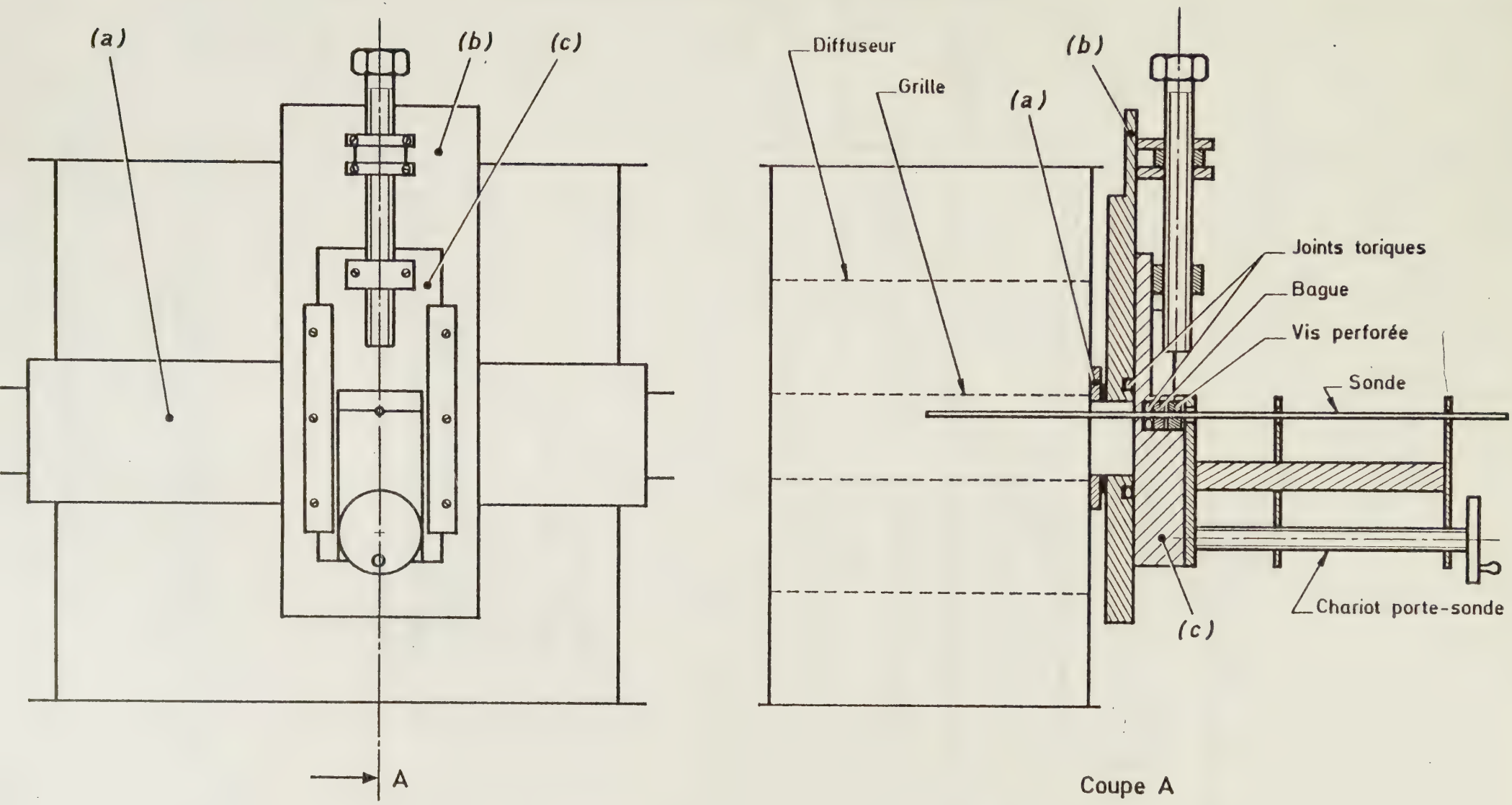
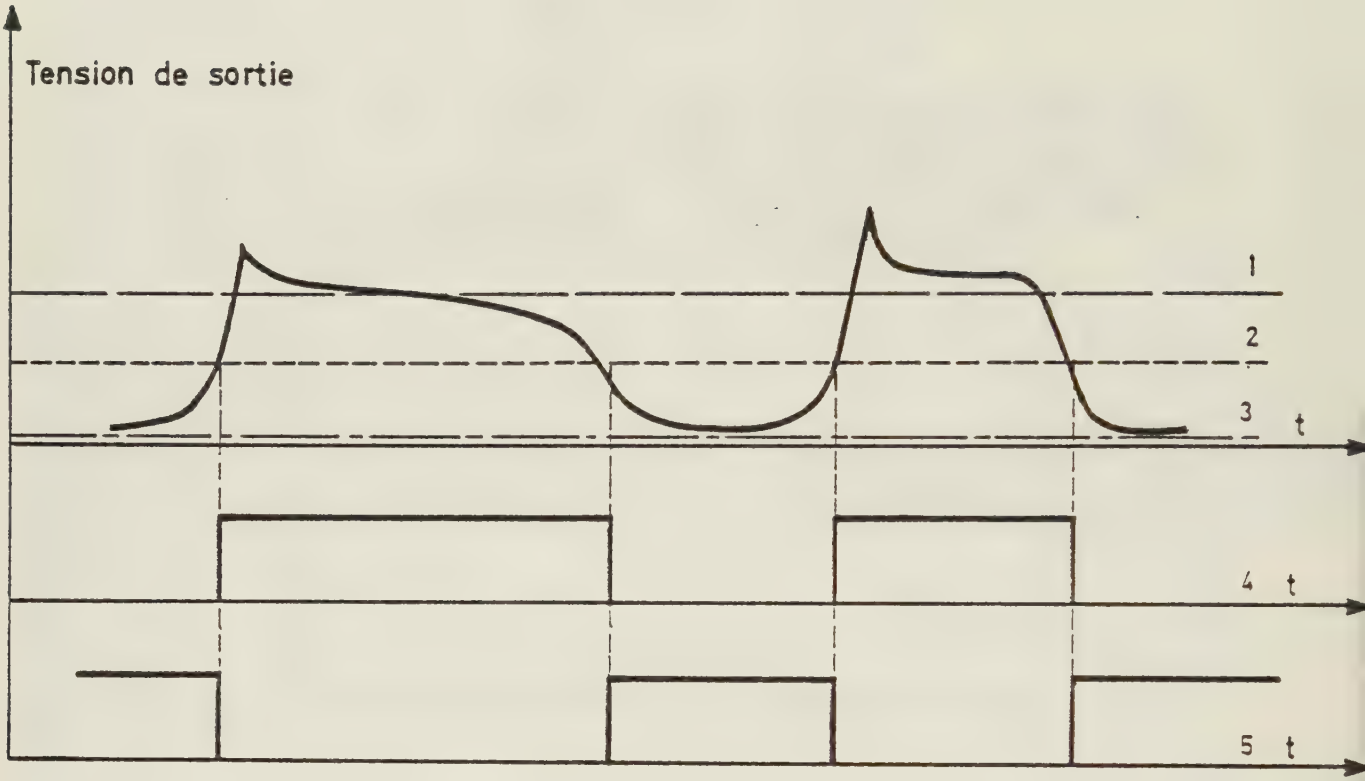
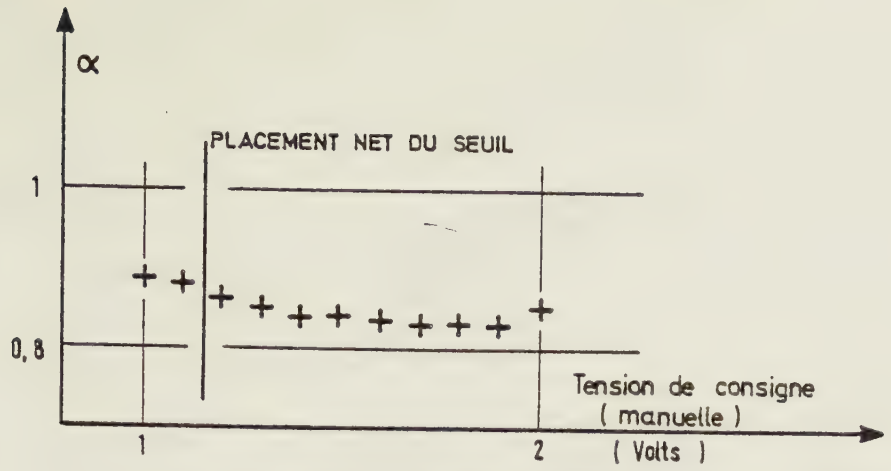


Fig. 3.8 _ Schéma de principe du montage des sondes dans l'émulseur



1 _ Niveau eau
2 _ Seuil du discriminateur
3 _ Niveau air
4 _ Signal logique correspondant à la fonction indicatrice de la phase liquide
5 _ Signal logique correspondant à la fonction indicatrice de la phase gazeuse

Fig. 3 _ 9 . Traitement des signaux



- Le seuil étant placé à mi-distance du niveau eau et du niveau air -

Fig. 3.10 _ Variations du taux de vide avec la tension de consigne

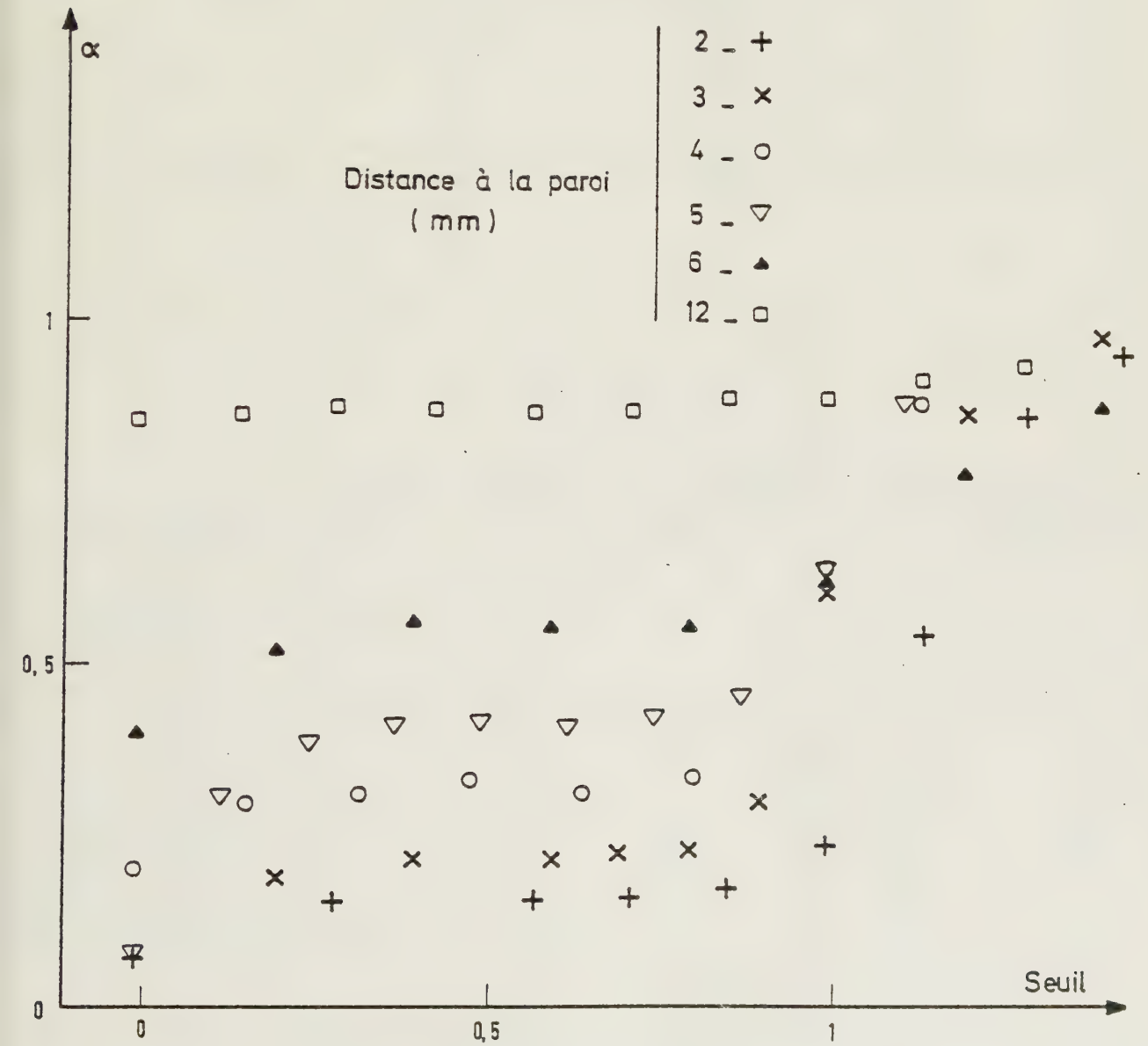
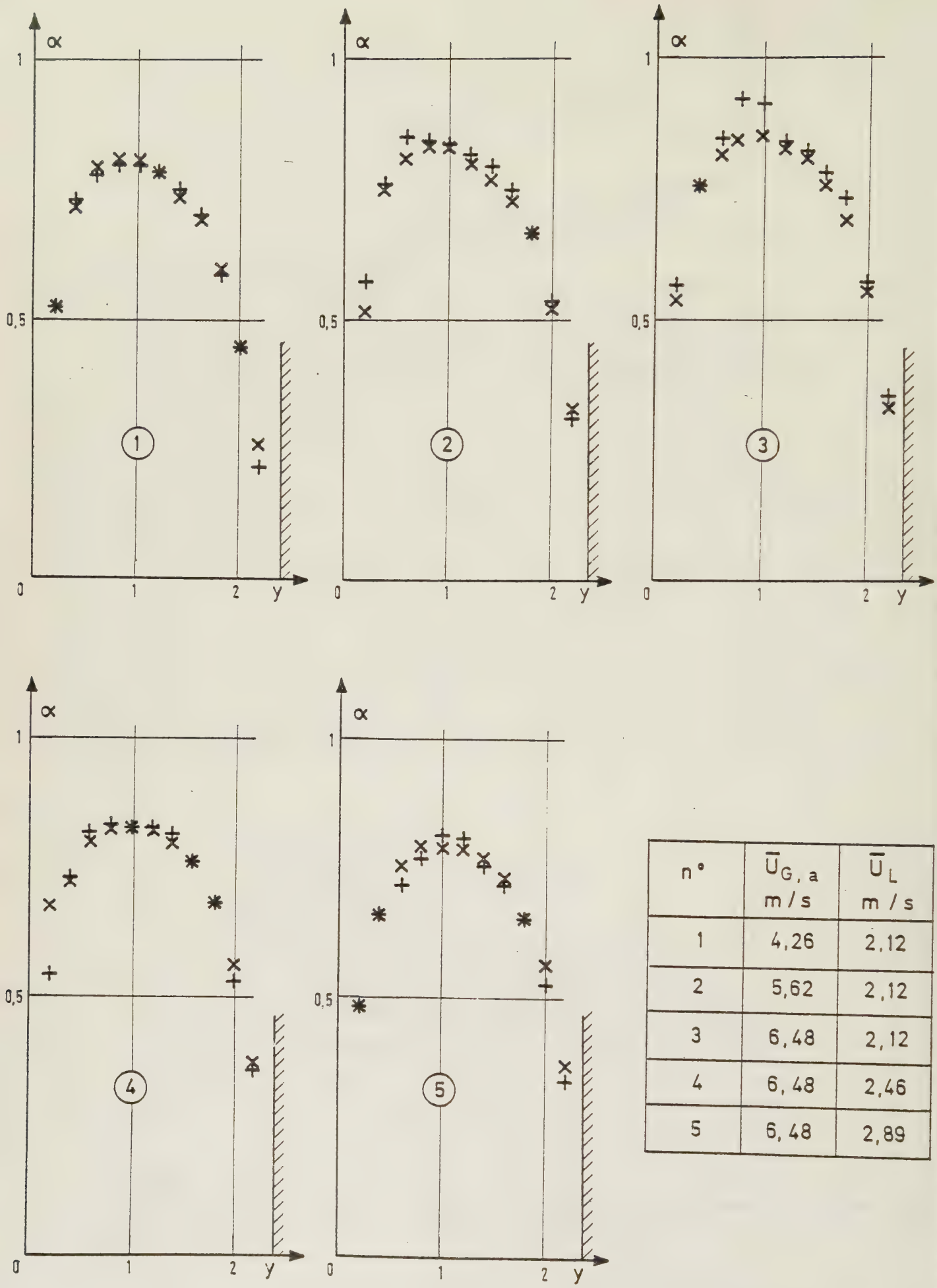


Fig. 3.11 _ Variation du taux de vide avec le seuil



n°	$\bar{U}_{G,a}$ m/s	$\bar{U}_L$ m/s
1	4,26	2,12
2	5,62	2,12
3	6,48	2,12
4	6,48	2,46
5	6,48	2,89

Fig. 3.12 - Reproductibilité des résultats

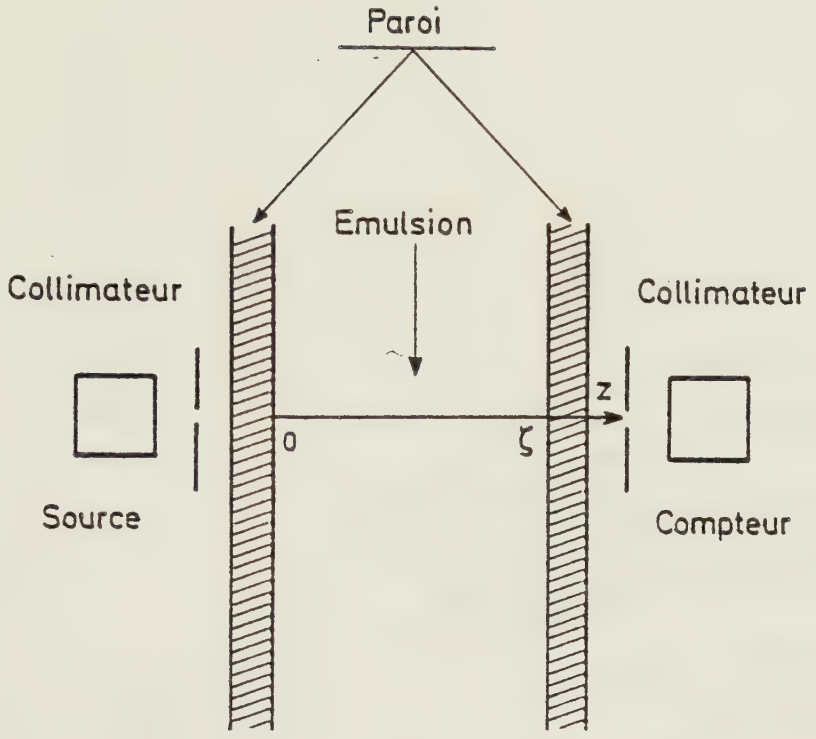


Fig. 3_13_ Dispositif de comptage

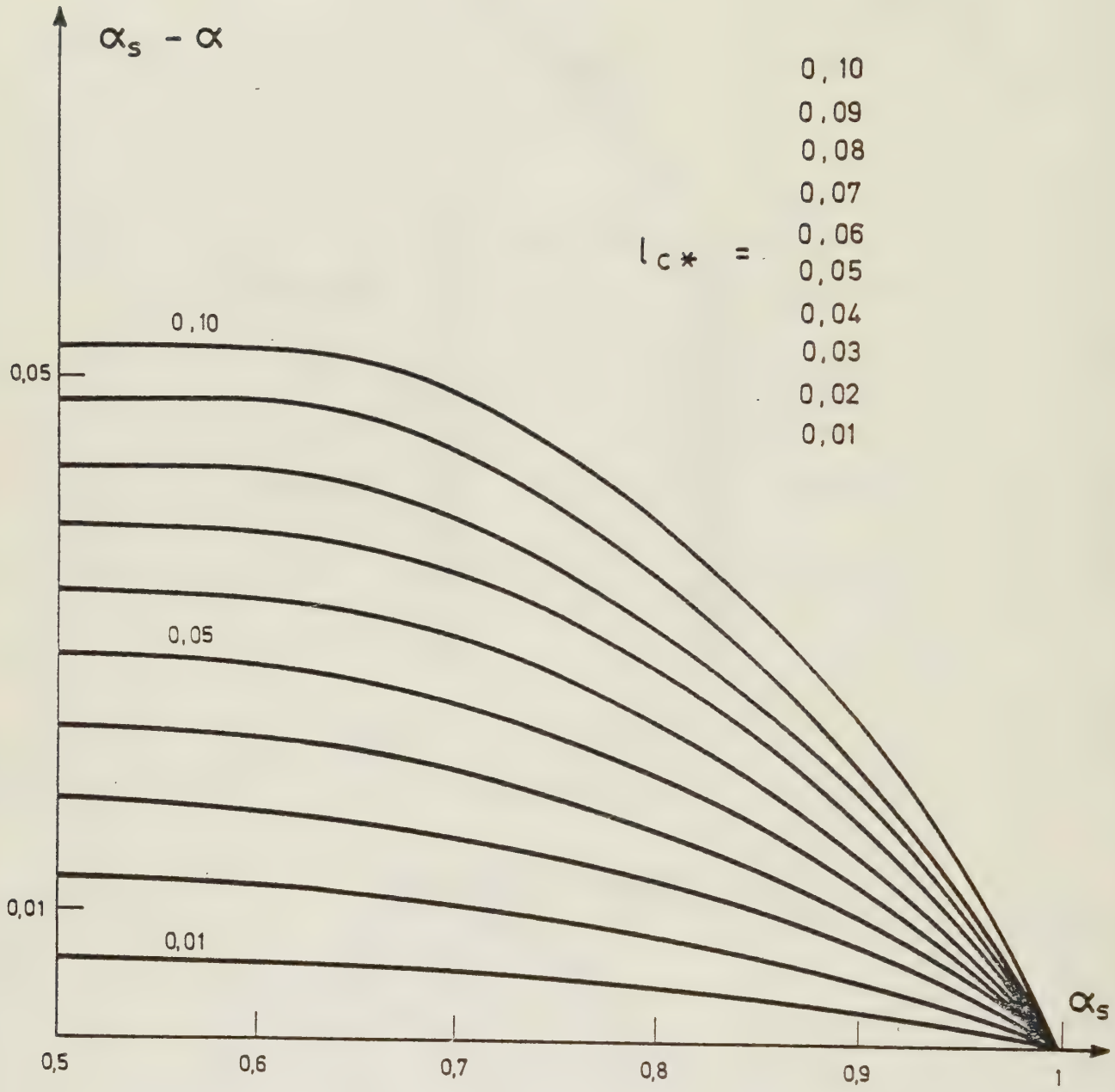


Fig.3.14- Abaque donnant $\alpha_s - \alpha$ en fonction de α_s et l_{c*} pour $\mu\zeta = 2,5$

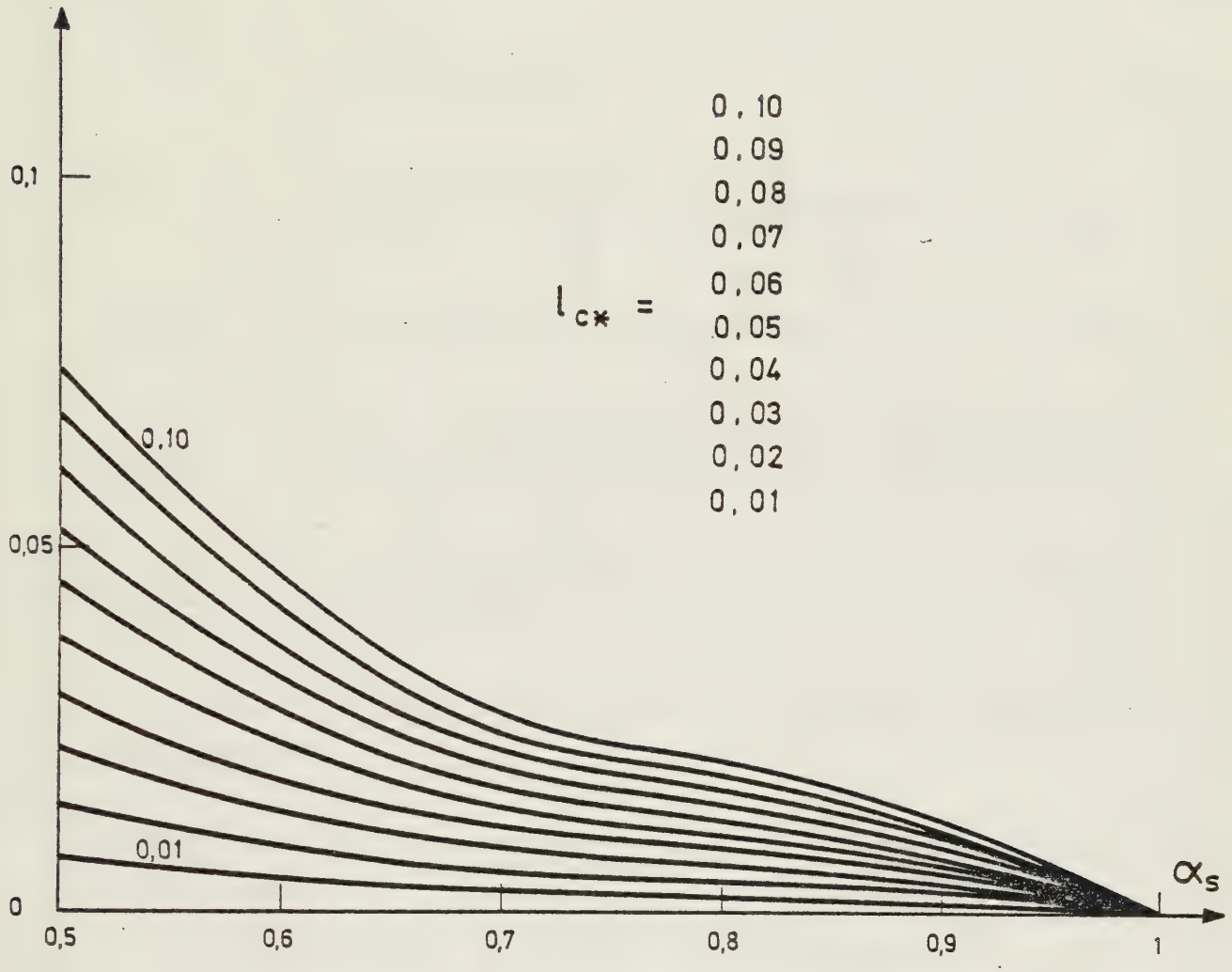


Fig. 3.15 Variations de la précision de méthode en fonction de α_s , l_{c*} pour $\mu\zeta = 2,5$

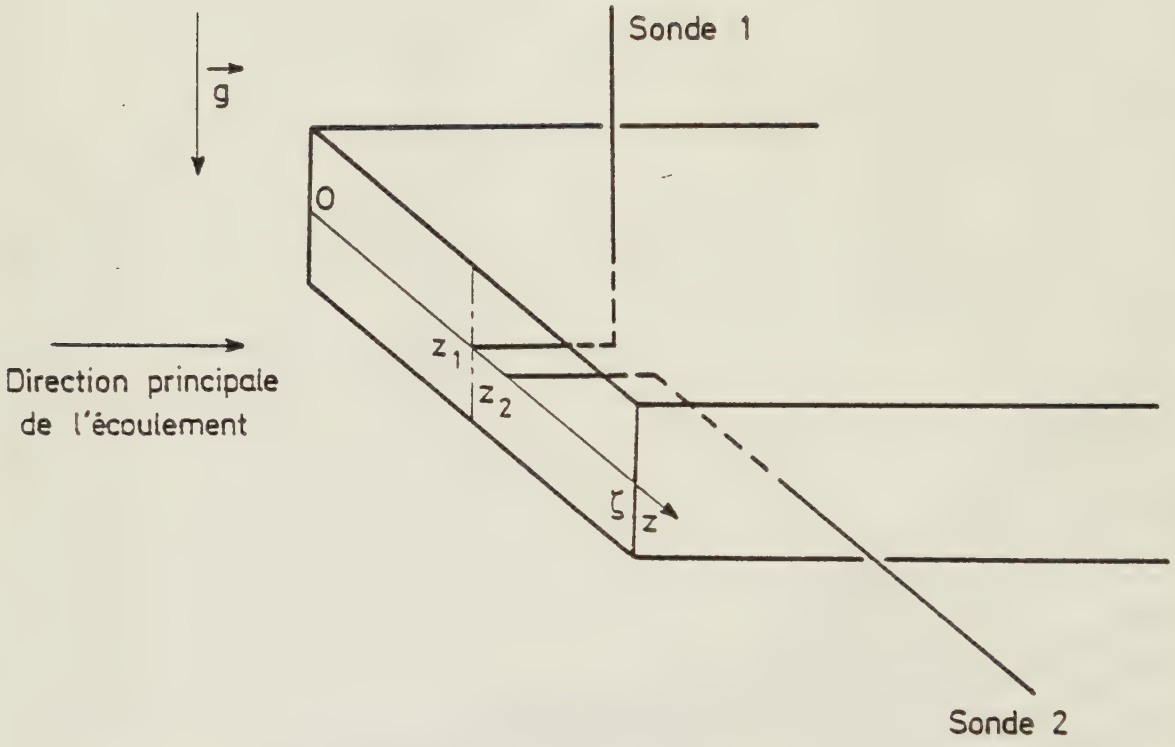


Fig. 3.16_Mesure de $\overline{X'_G(z_1, t)\ X'_G(z_2, t)}$ à l'aide de deux sondes à variation d'impédance

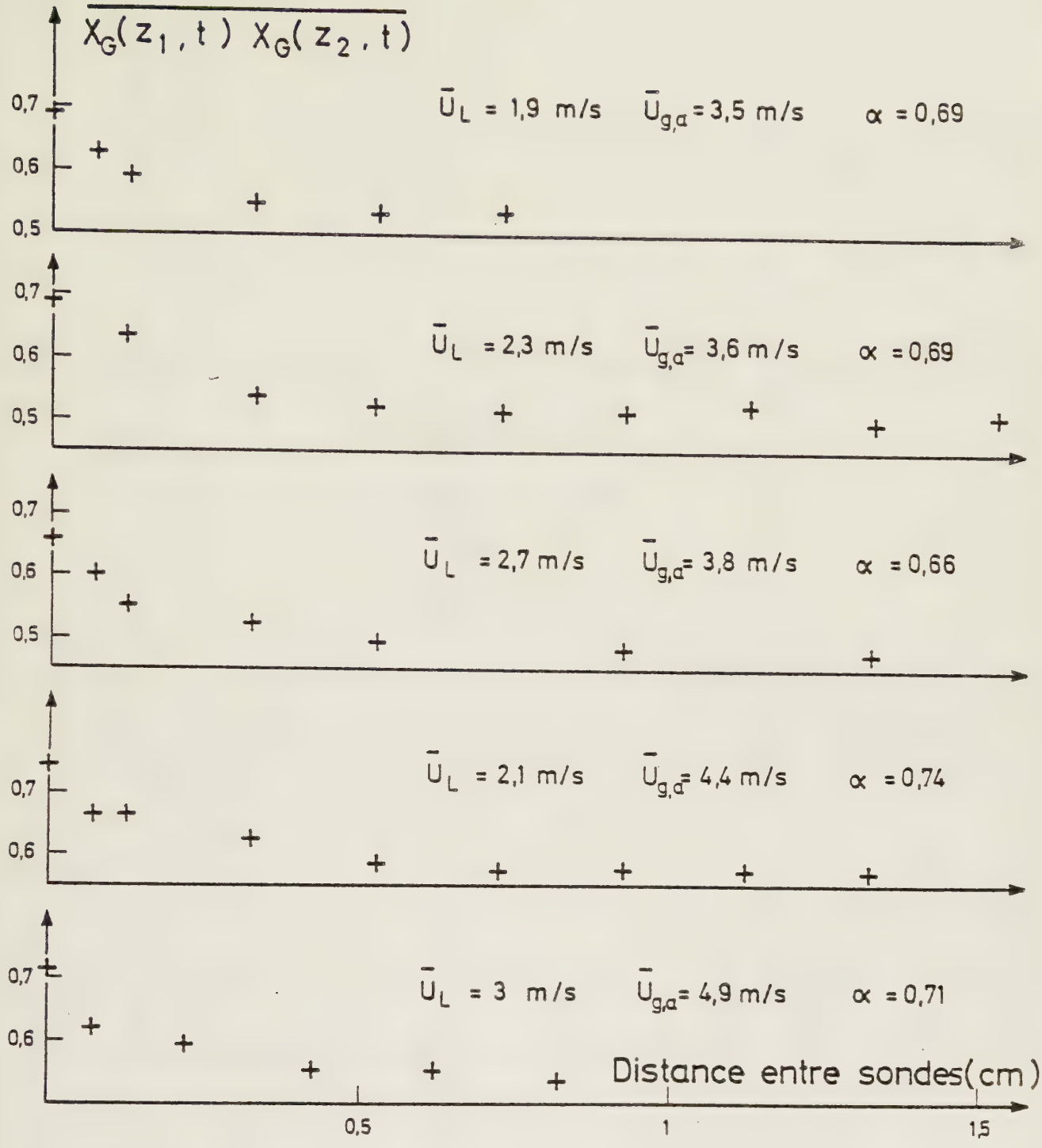


Fig.3.17. Résultats expérimentaux

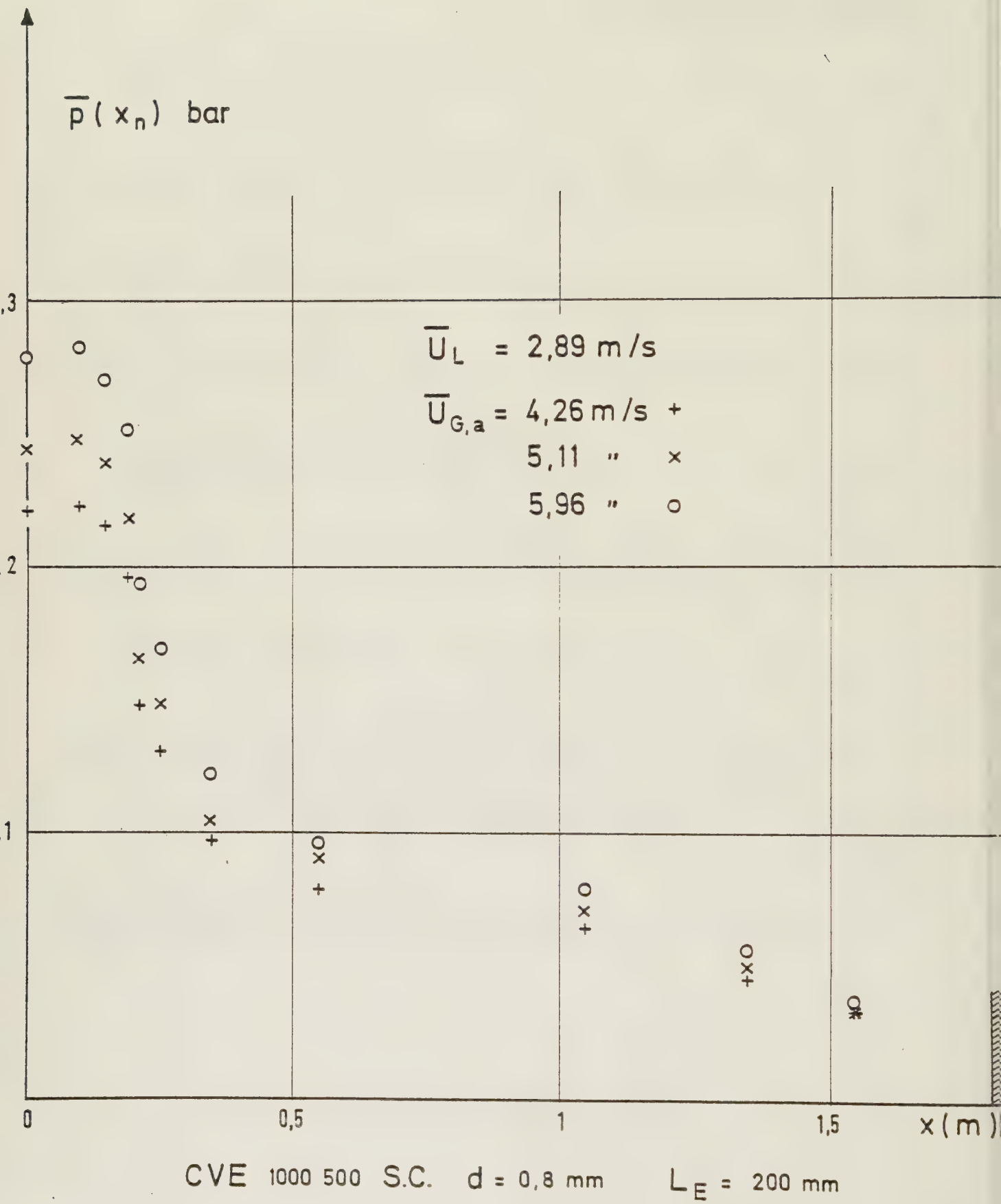


Fig. 4.1 _ Variations des pressions tout au long de l'installation

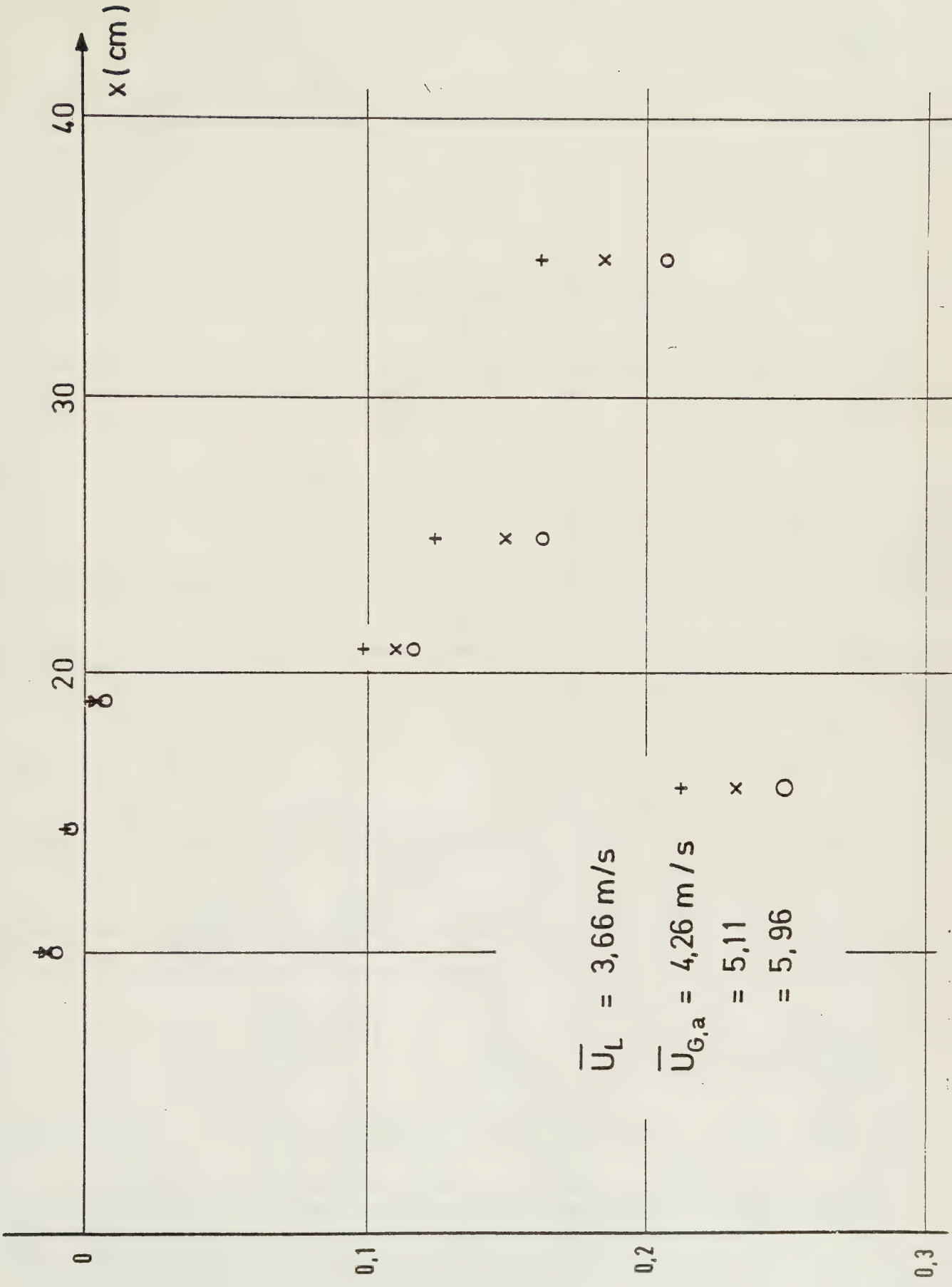


Fig. 4 . 2a _ Lignes piézométriques dans l'émulseur et la détente

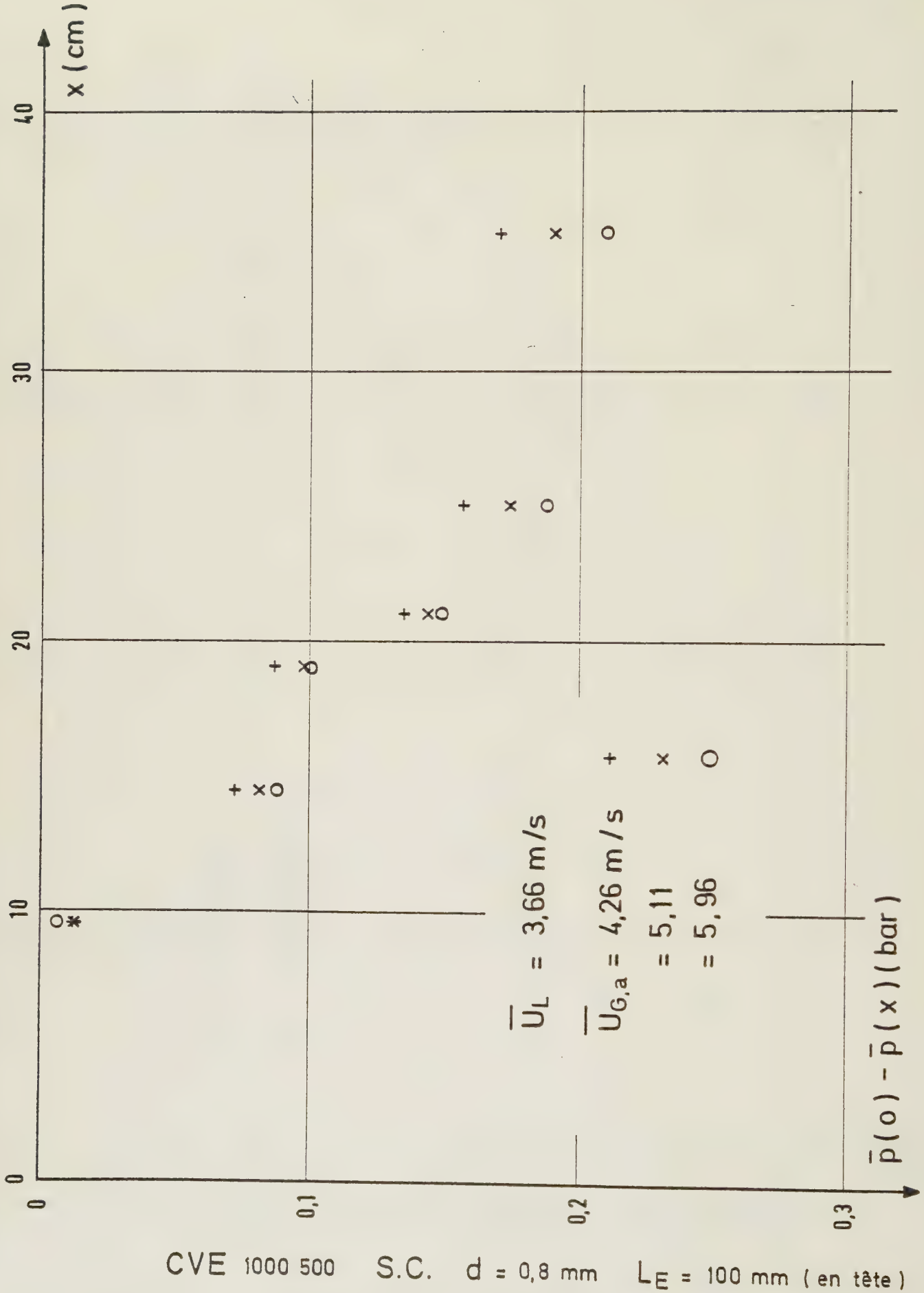
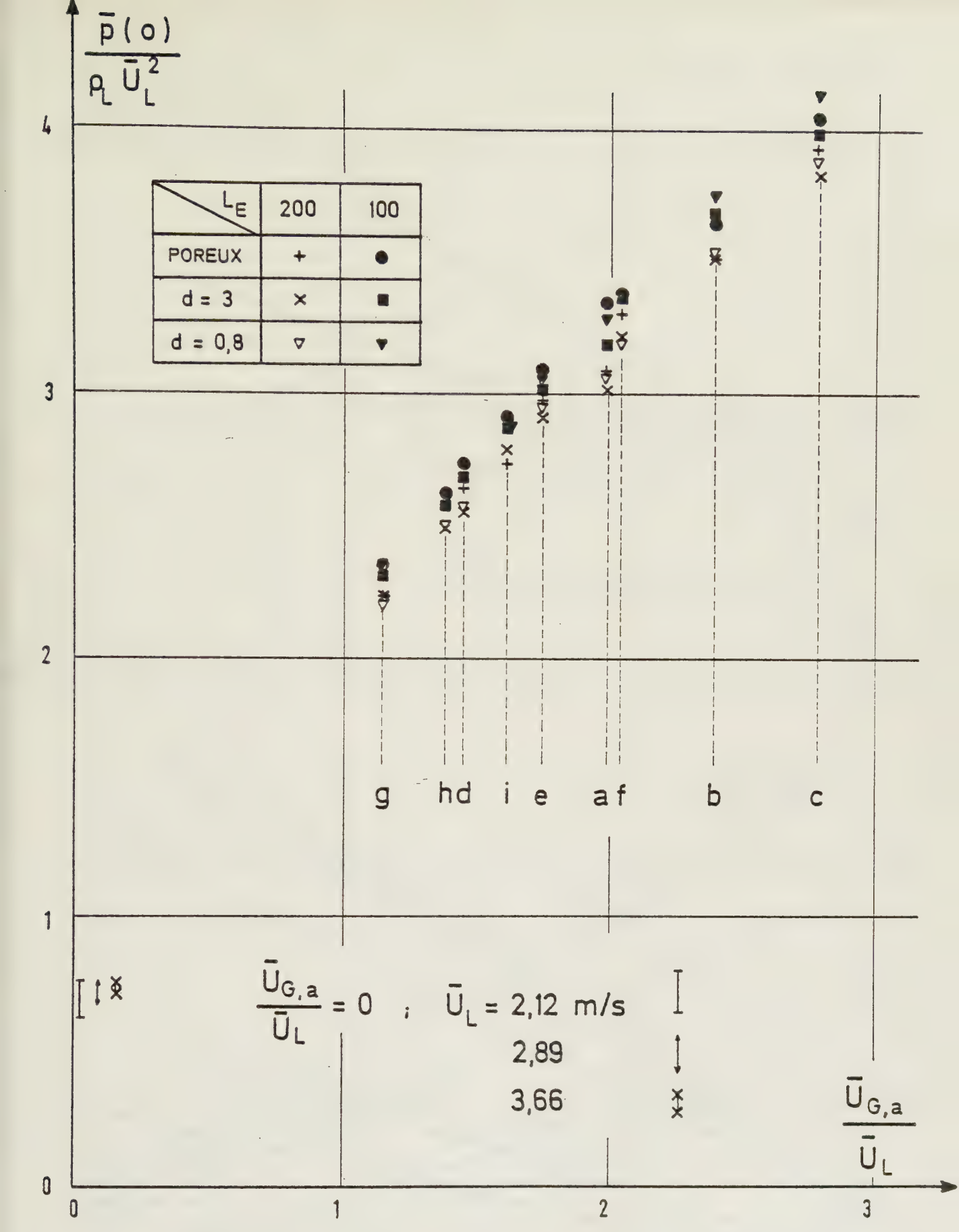


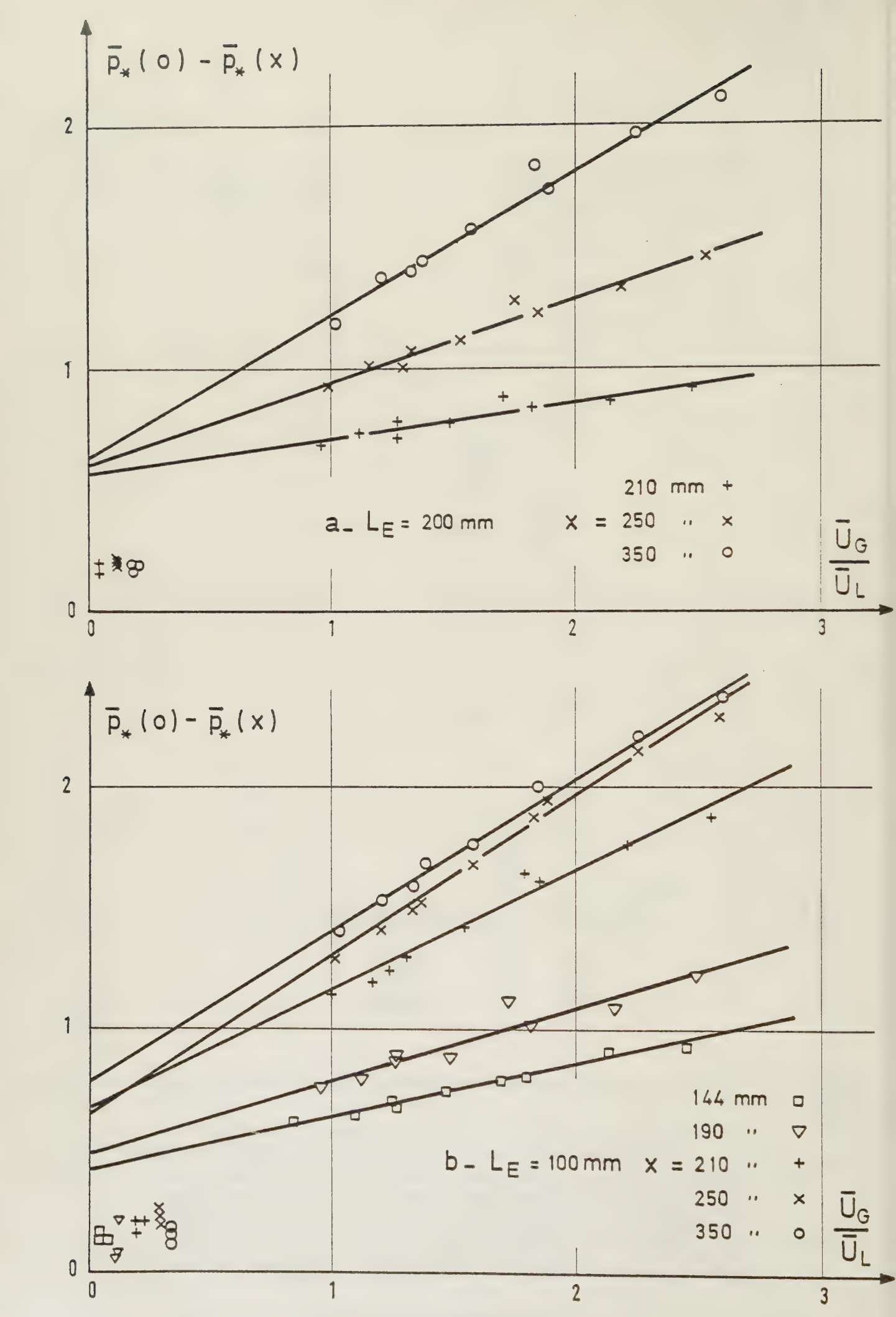
Fig. 4.2 b - Lignes piézométriques dans l'émulseur et la détente



	a	b	c	d	e	f	g	h	i
$\bar{U}_L$	2,12	2,12	2,12	2,89	2,89	2,89	3,66	3,66	3,66
$\bar{U}_{G,a}$	4,26	5,11	5,96	4,26	5,11	5,96	4,26	5,11	5,96

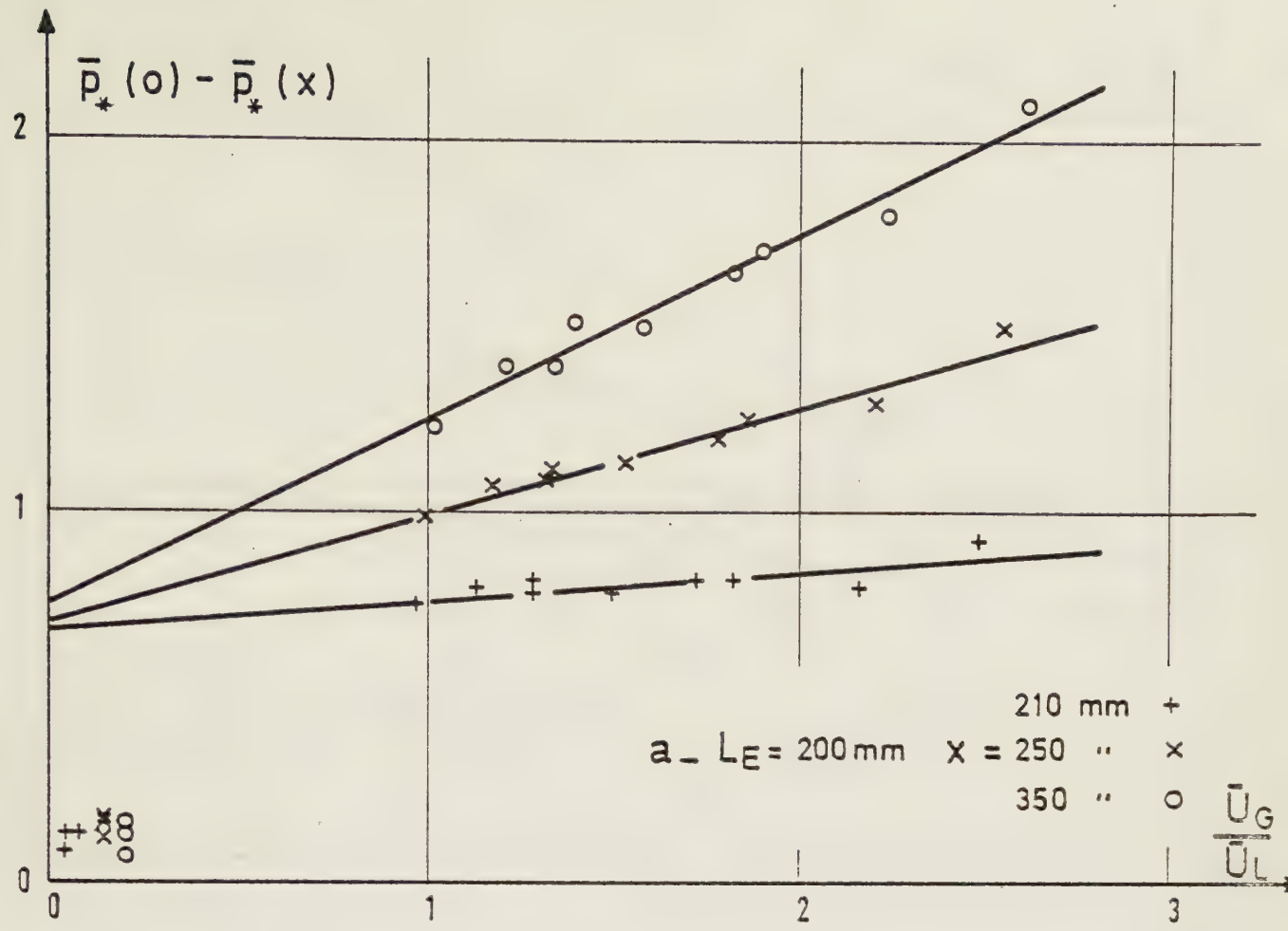
CVE 1000 500 S.C.

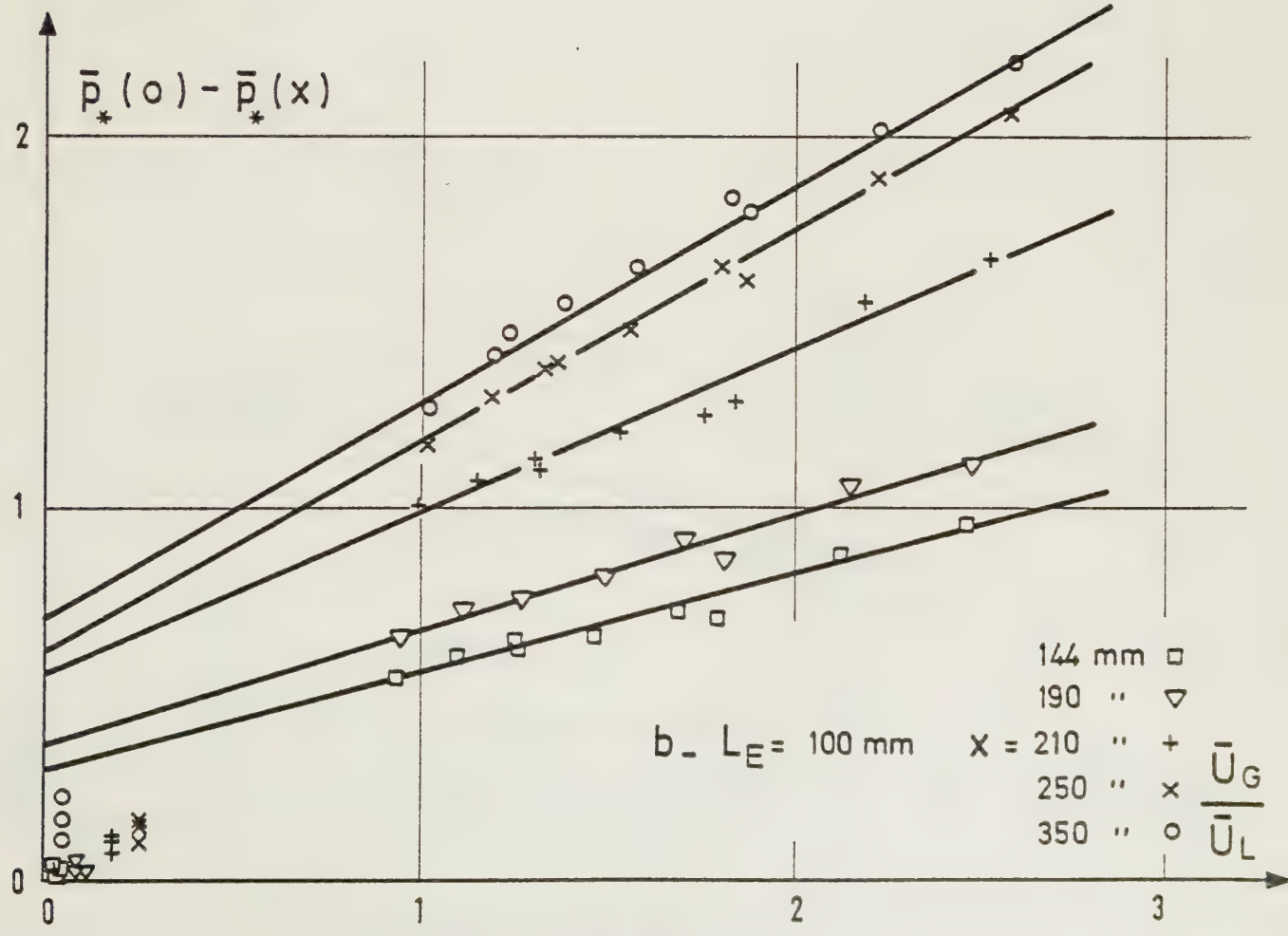
Fig. 4.3 - Pressions adimensionnelles en tête



CVE 1000 500 S.C. poreux

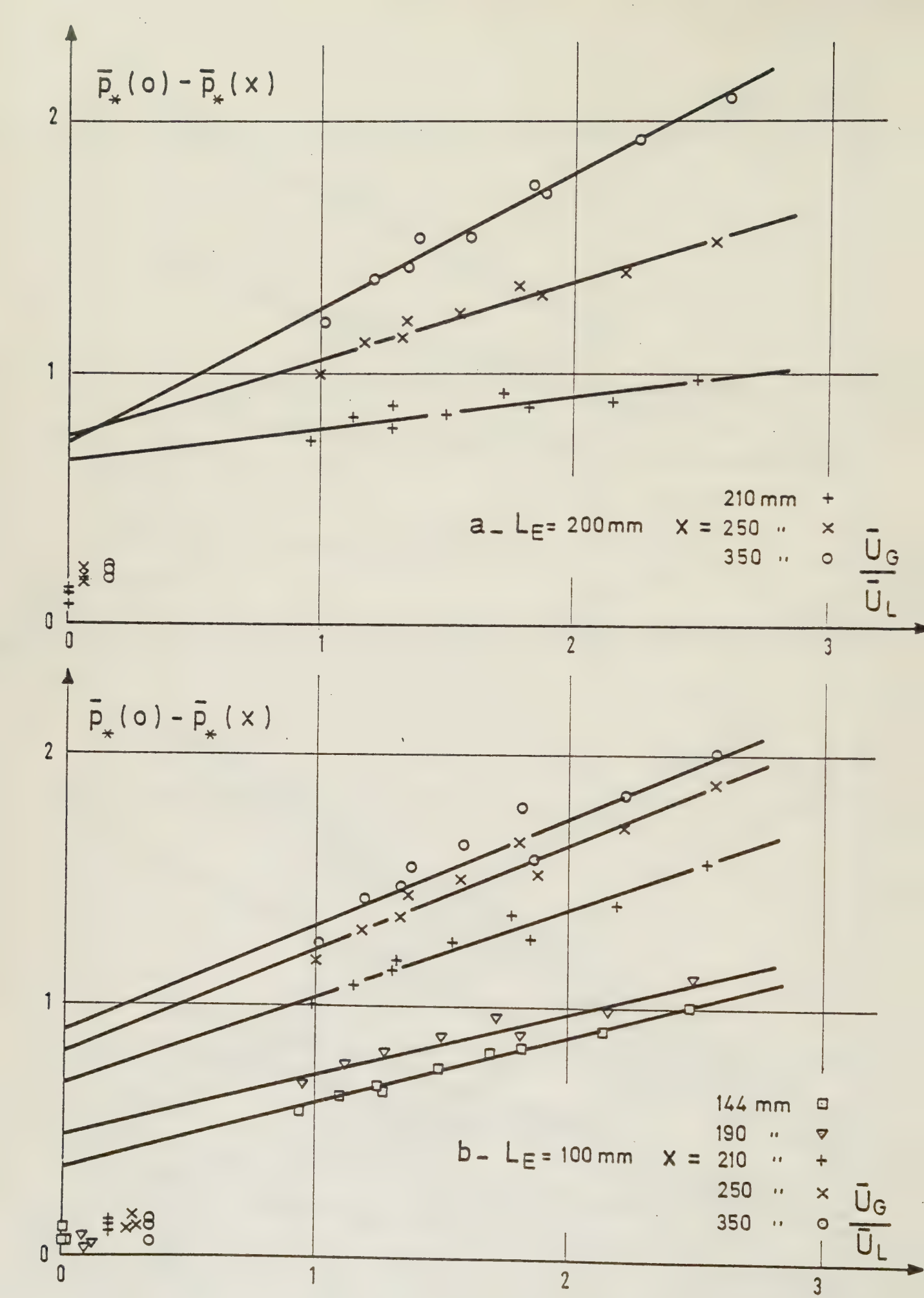
Fig. 4.4a _ Variations de pression adimensionnelle





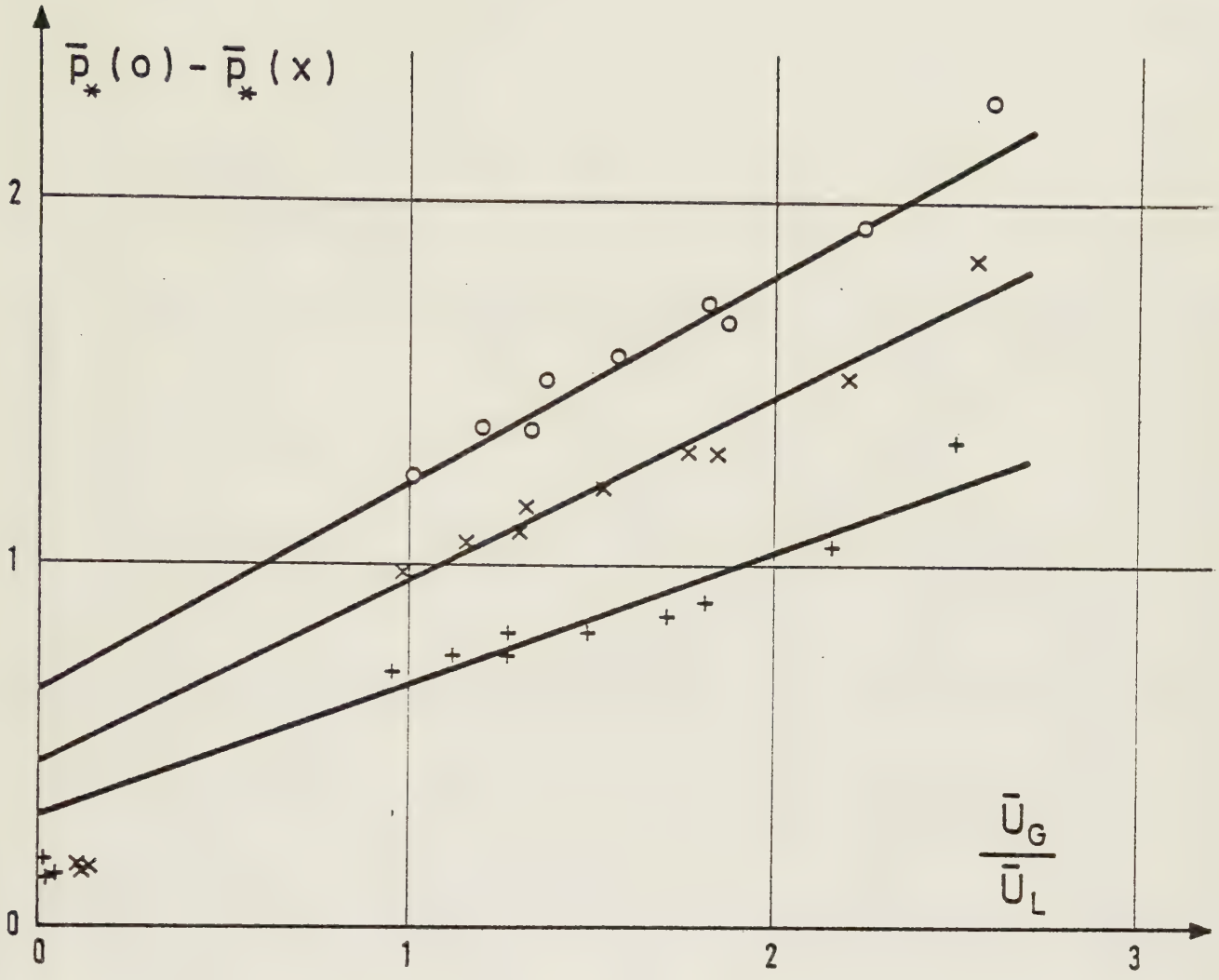
CVE 1000 500 S.C. d = 0,8 mm

Fig. 4.4b _ Variations de pression adimensionnelle



CVE 1000 500 S.C. d = 3 mm

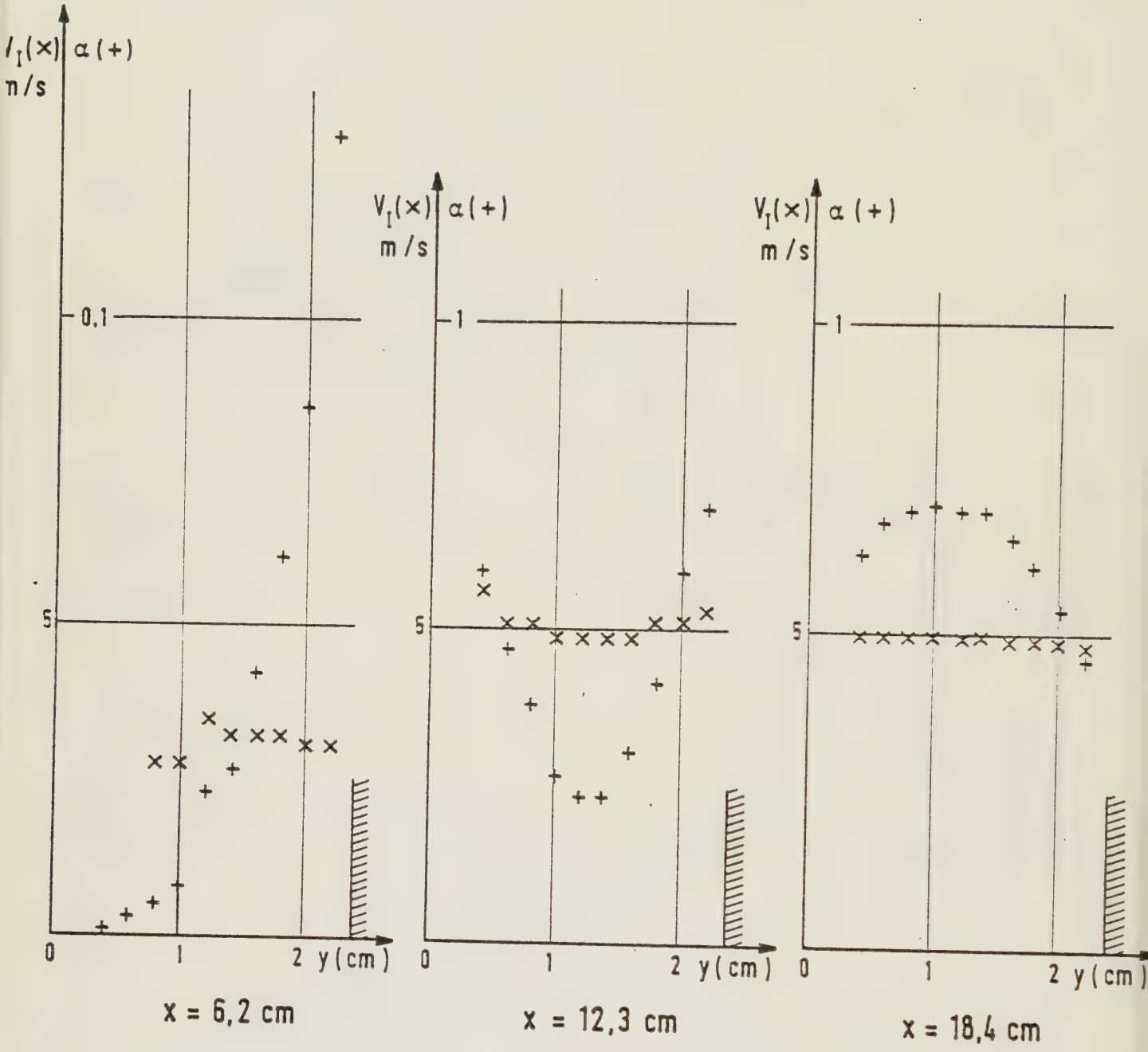
Fig. 4.4c - Variations de pression adimensionnelle



L_E = 100 mm en bout X = 210 mm +
250 ×
350 o

CVE 1000 500 S.C. d = 3 mm

Fig. 4.4d _ Variations de pression adimensionnelle

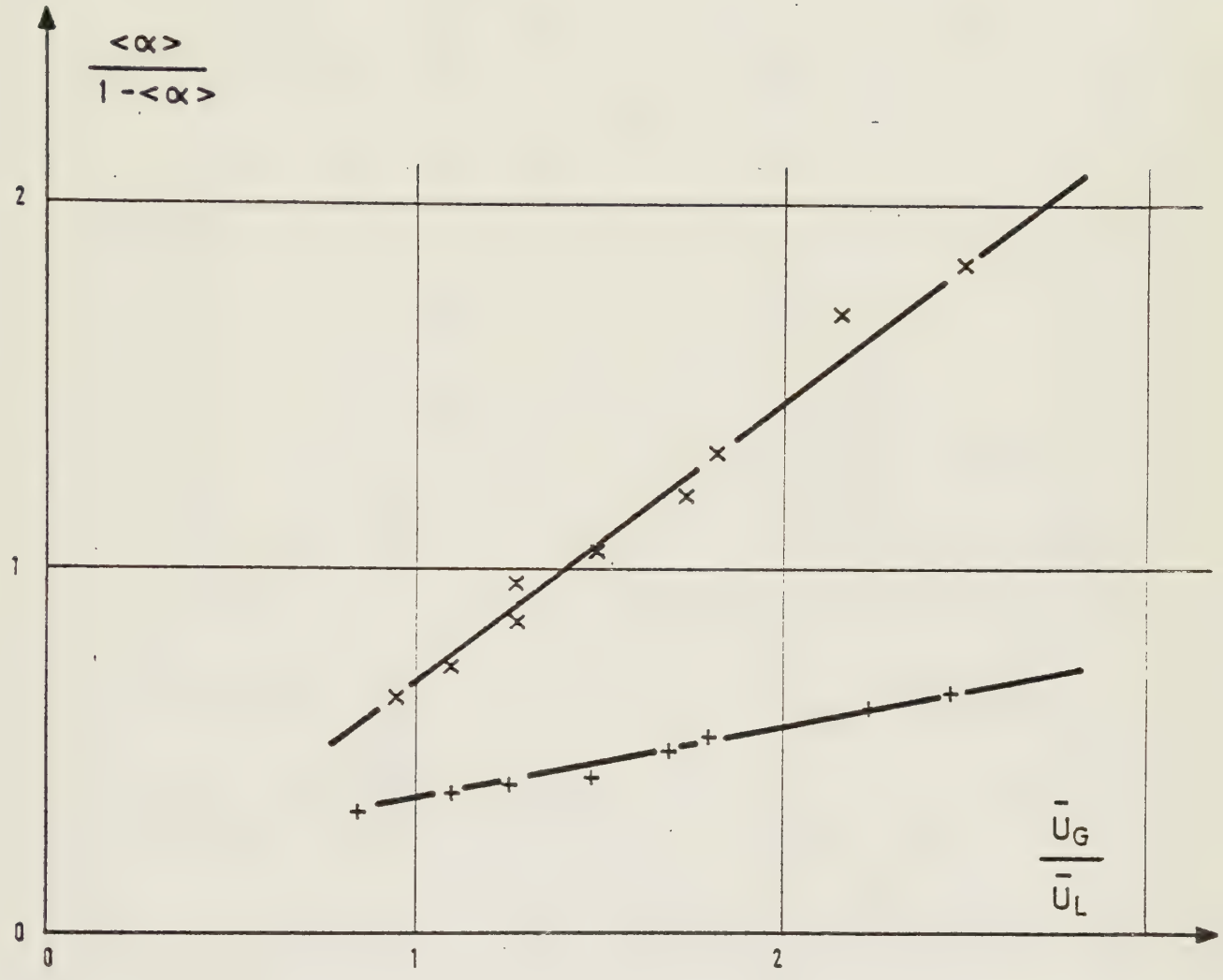


$\overline{U}_L$ = 2,12 m/s $\overline{U}_{G,a}$ = 4,26 m/s

CV E 1000 500 L_E = 100 mm d = 3 mm

s.c

Fig. 4.5_Profils de taux de vide et de vitesses d'interface dans l'émulseur et la zone de détente



CVE 1000 500 poreux L_E = 100 mm (en tête) X = 12,3 cm +
X = 18,4 cm ×

S. C

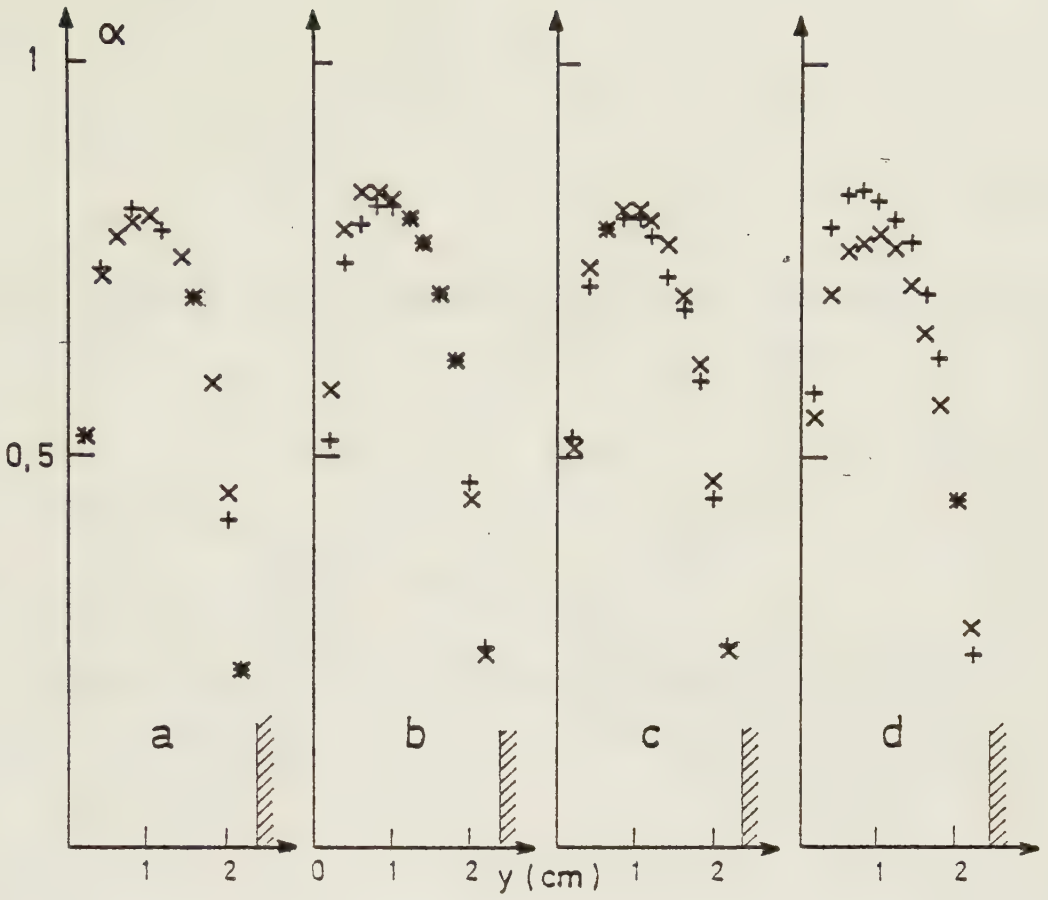
Fig. 4 .6 _ Variations de $\frac{<\alpha>}{1-<\alpha>}$ en fonction de $\frac{\bar{U}_G}{\bar{U}_L}$

$\bar{U}_G$ = 4,9 m/s $\bar{U}_L$ = 1,5 m/s

X = 55 cm (paroi : Z = 6 cm)

S.C.

Fig. 4.7 _ Bidimensionnalité de l'écoulement



x = 55 cm $\quad \bar{U}_L$ = 2.12 m/s $\quad \bar{U}_{G,a}$=4.26 m/s

s.c

a . Conditions aux limites amont : L_E = 200 mm , d = 0.8 mm

(+) cv E 1000 , (×) cv 500 E 1000

b . Conditions aux limites aval : L_E = 200 mm , d = 3 mm

(+) cv 500 E 1000 , (×) cvE 1000 500

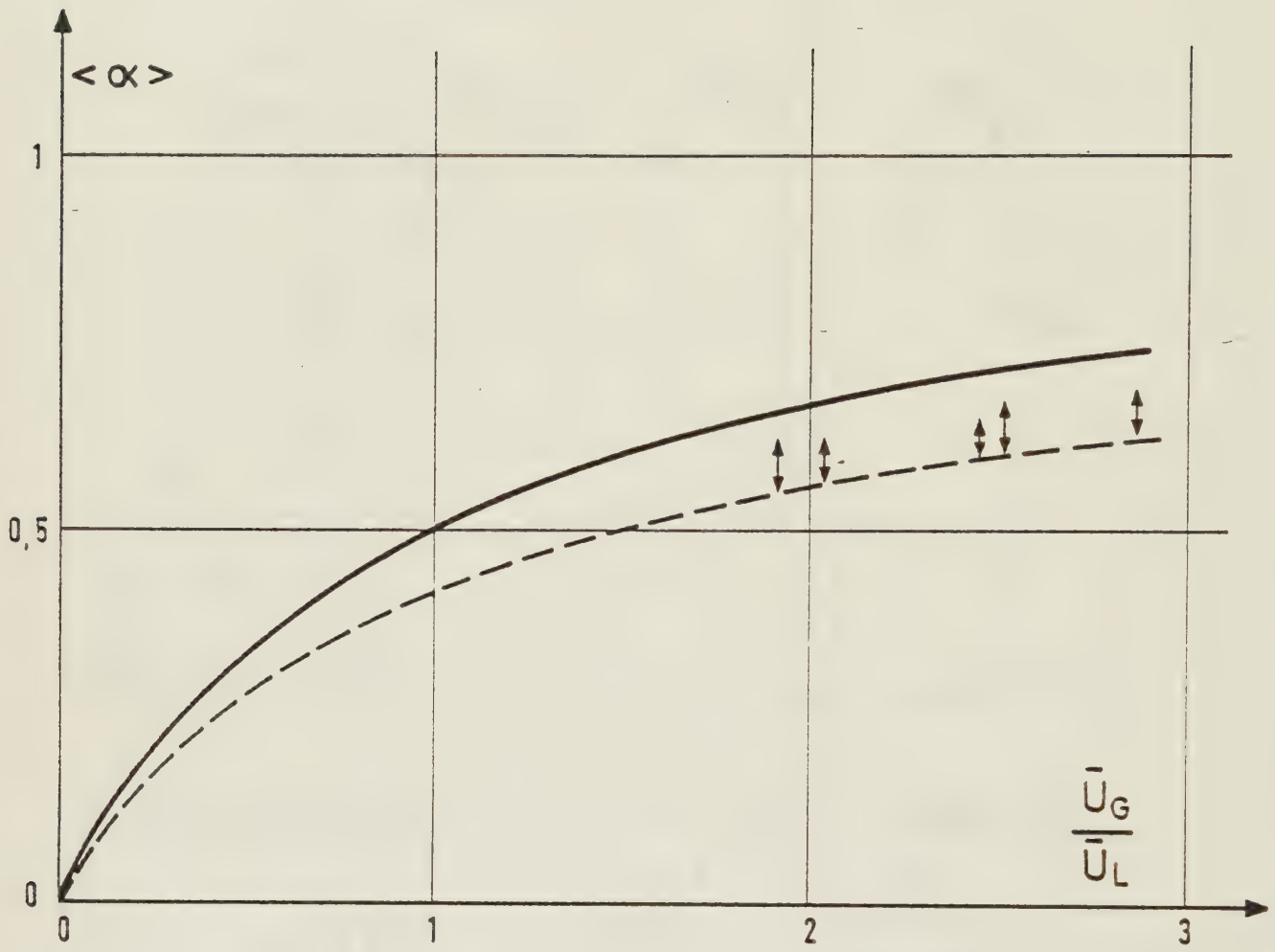
c . Diamètre des orifices : L_E = 200 mm , cv 500 E 1000

(+) d = 0.8 mm , (×) d = 3 mm

d . Longueur des grilles : d = 3 mm , cvE 1000 500

(+) L_E = 200 mm , (×) L_E = 100 mm

Fig. n° 4 . 8 _ Influence des paramètres géométriques sur les profils verticaux de taux de vide

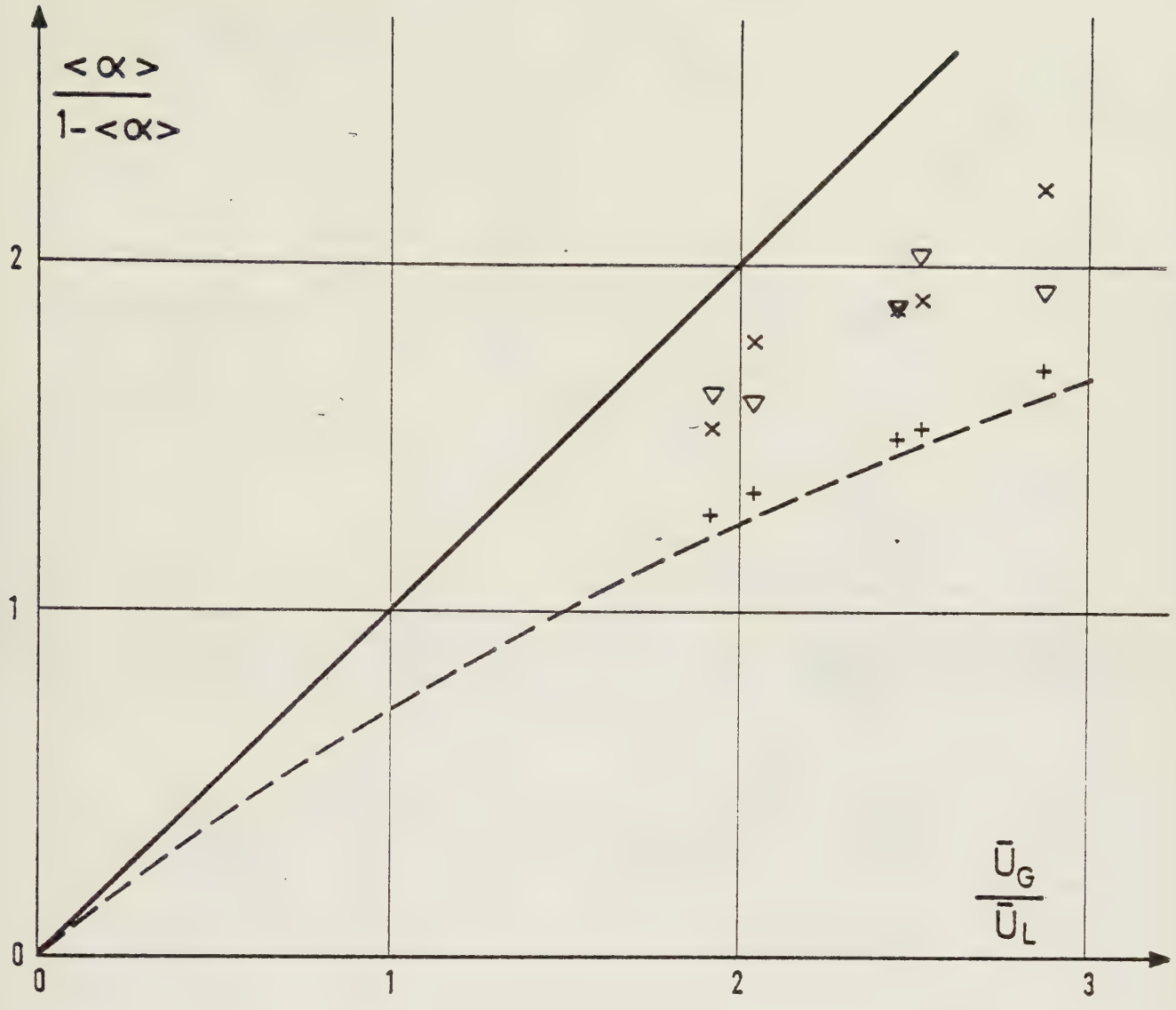


Résultats expérimentaux CVE 1000 500 X = 55 cm

$$<\alpha> = \frac{\bar{U}_G}{\bar{U}_L} \cdot \left(1 + \frac{\bar{U}_G}{\bar{U}_L}\right)^{-1}$$ - sans glissement -

$$<\alpha> = 0{,}835 \cdot \frac{\bar{U}_G}{\bar{U}_L} \cdot \left(1 + \frac{\bar{U}_G}{\bar{U}_L}\right)^{-1}$$ - formule de Hughmark -

Fig. 4.9a – Taux de vide moyen en X = 55 cm (S.C)



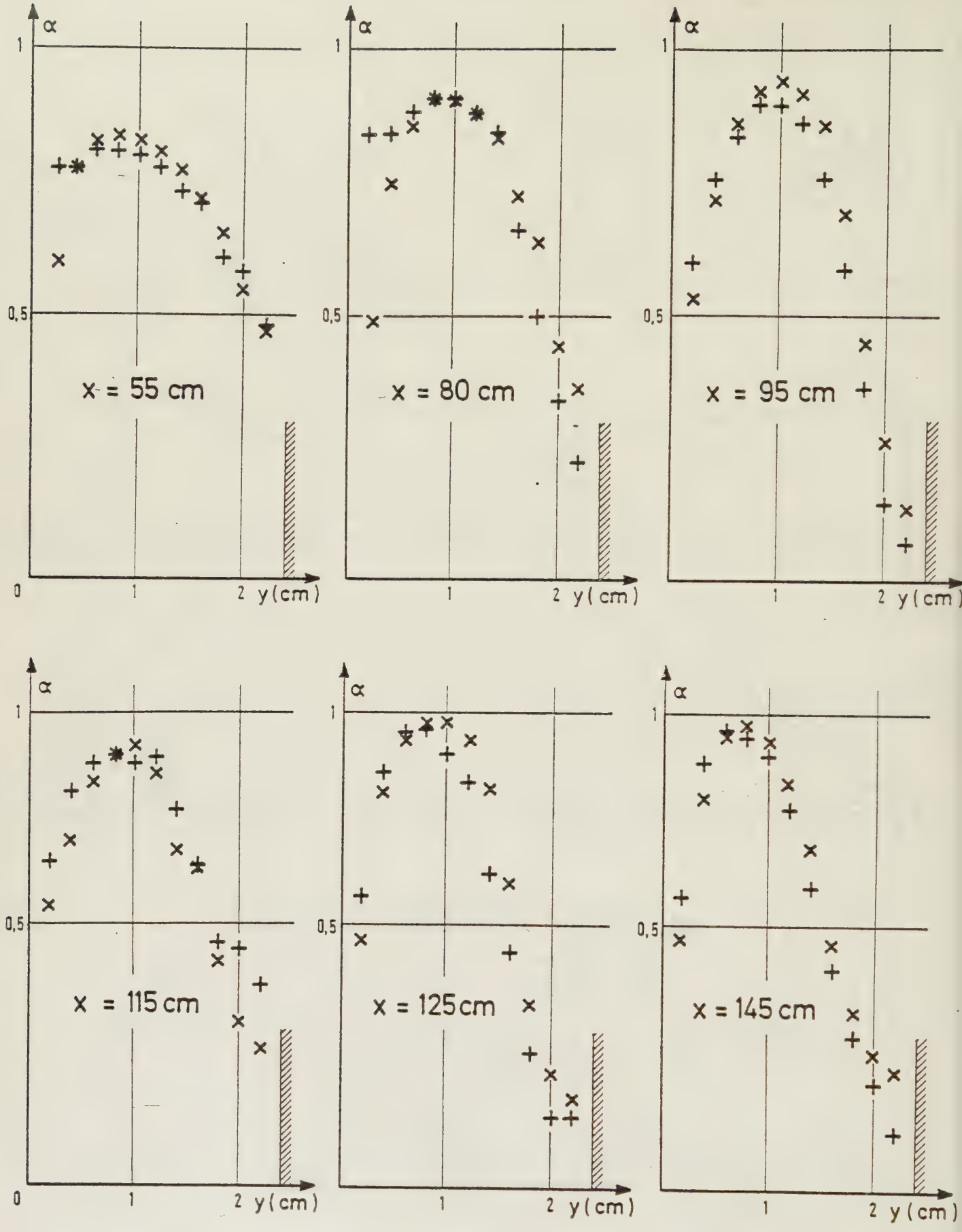
poreux L_E = 200 mm +
d = 0,8 mm " ×
d = 3 mm " ▽

CVE 1000 500 S.C. X = 55 cm

——— Sans glissement

– – – – – – Formule de Hughmark

Fig. 4.9b - Variations de $\frac{<\alpha>}{1-<\alpha>}$ en fonction de $\frac{\bar{U}_G}{\bar{U}_L}$



+ $\bar{U}_G$ = 4,26 m / s

× $\bar{U}_G$ = 5,62 m / s

$\bar{U}_L$ = 2,12 m / s

Fig. 4.10 _ Evolution de l'émulsion (s.c.)

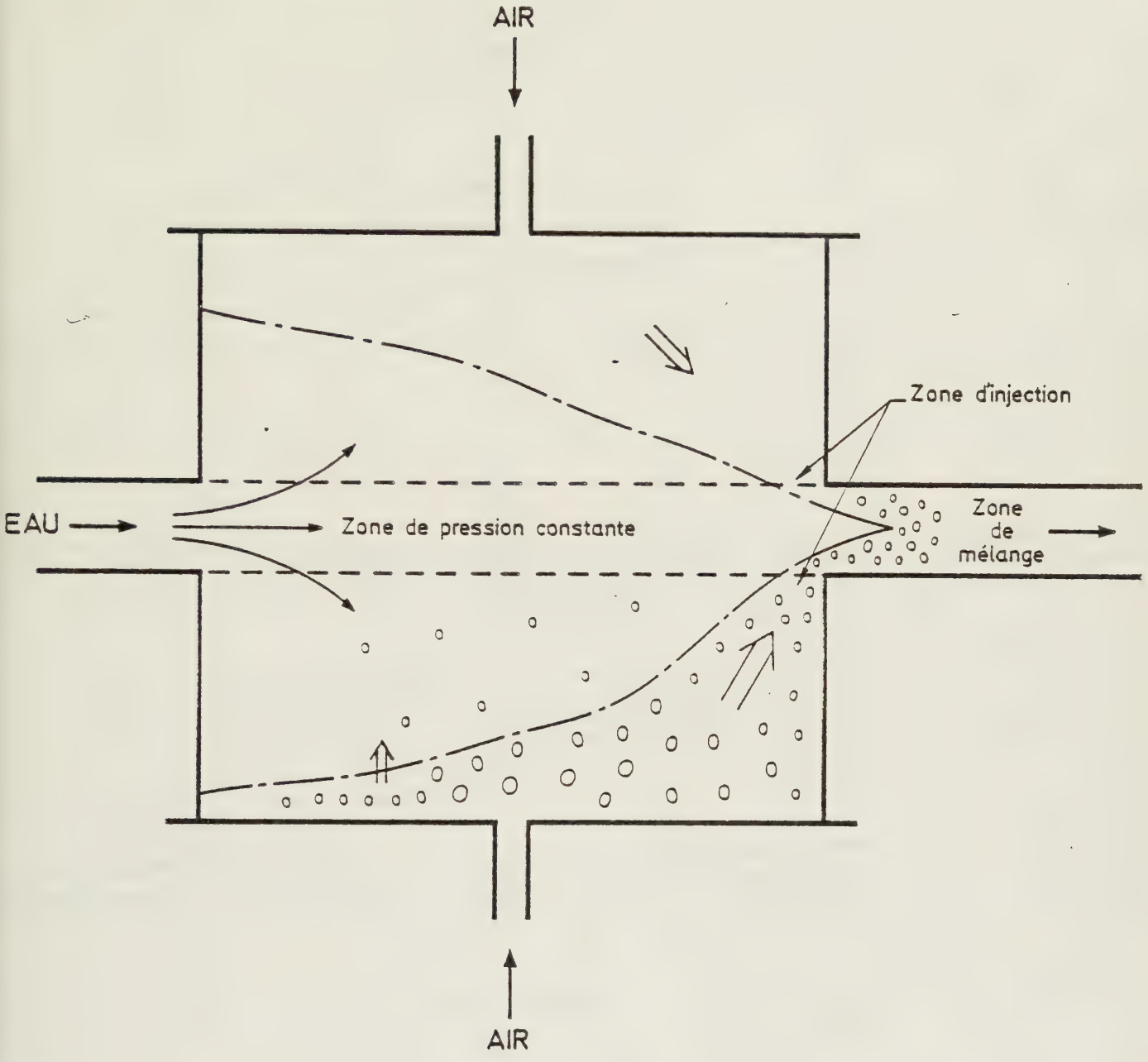
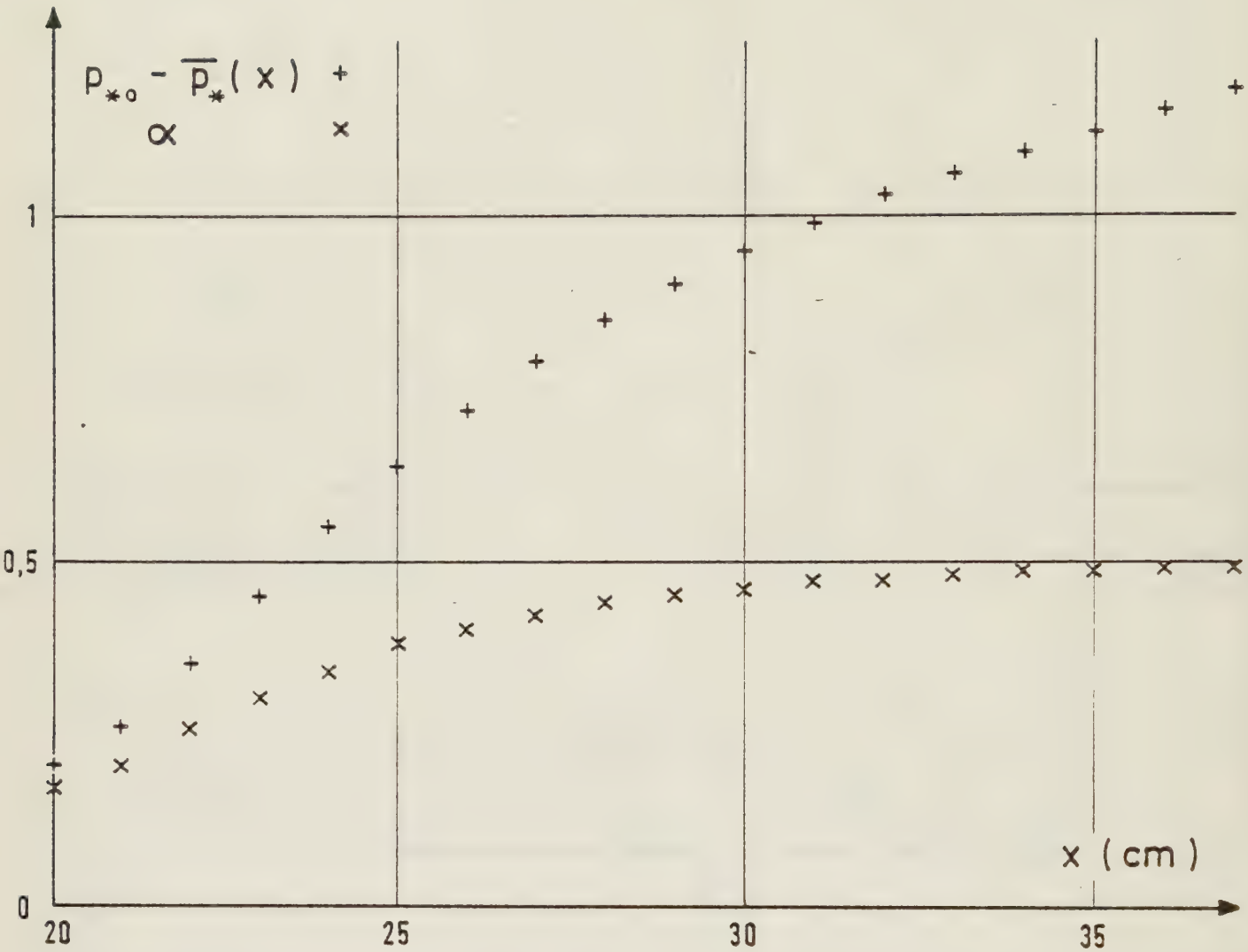


Fig. 4.11 _ Les différentes zones du problème



CVE 1000 500 poreux L_E = 200 mm

$$\frac{\bar{U}_G}{\bar{U}_L} = 1{,}83$$

Fig. 4.12 _ Résultats théoriques (S.C)

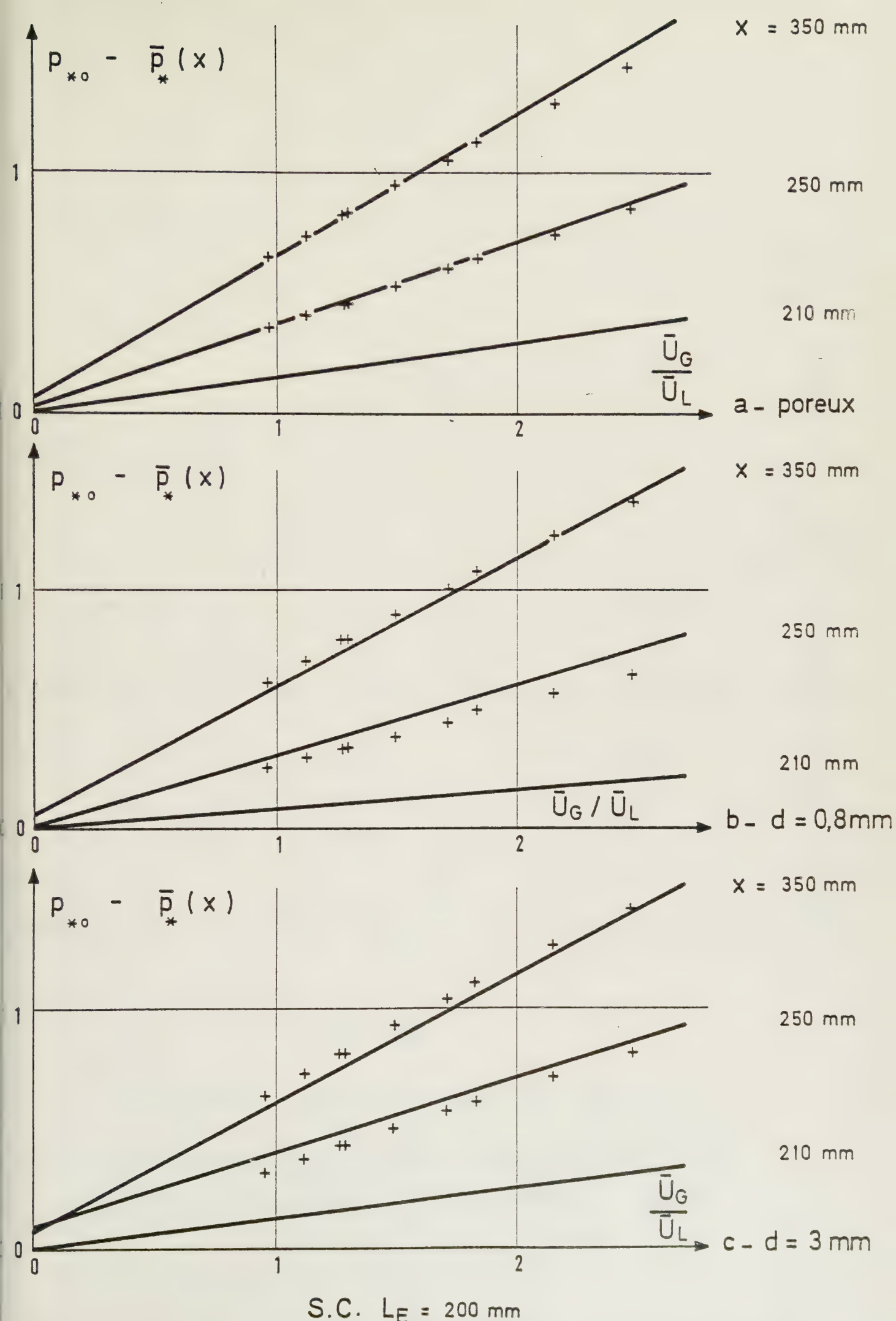
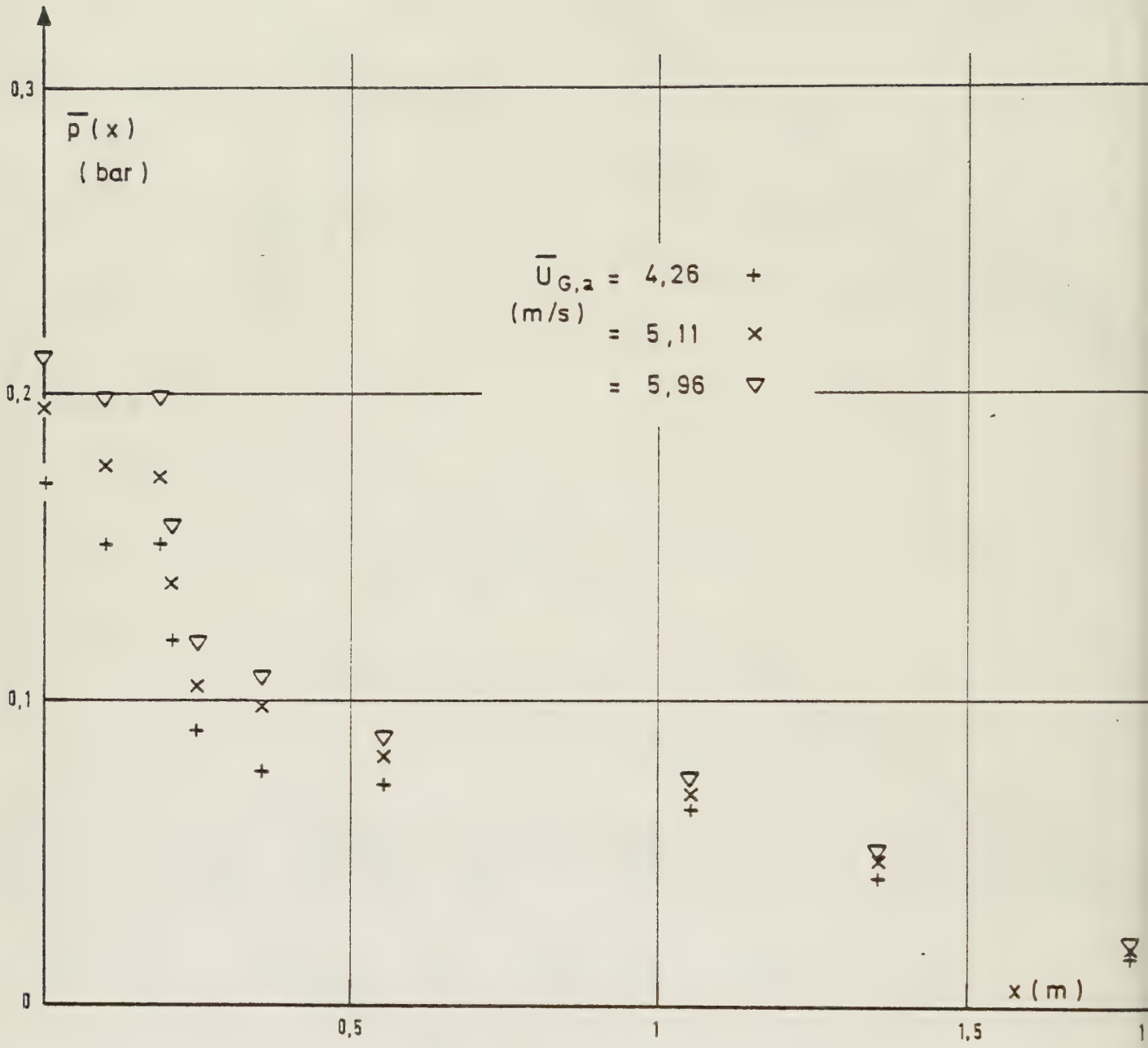


Fig. 4.13 - Comparaison entre les points calculés et les droites de régression



$\overline{U}_L$ = 2,89 m / s

C V E 1000 500 d = 3 mm L_E = 200 mm

S . V

Fig. 5 . 1 _ Lignes piézométriques

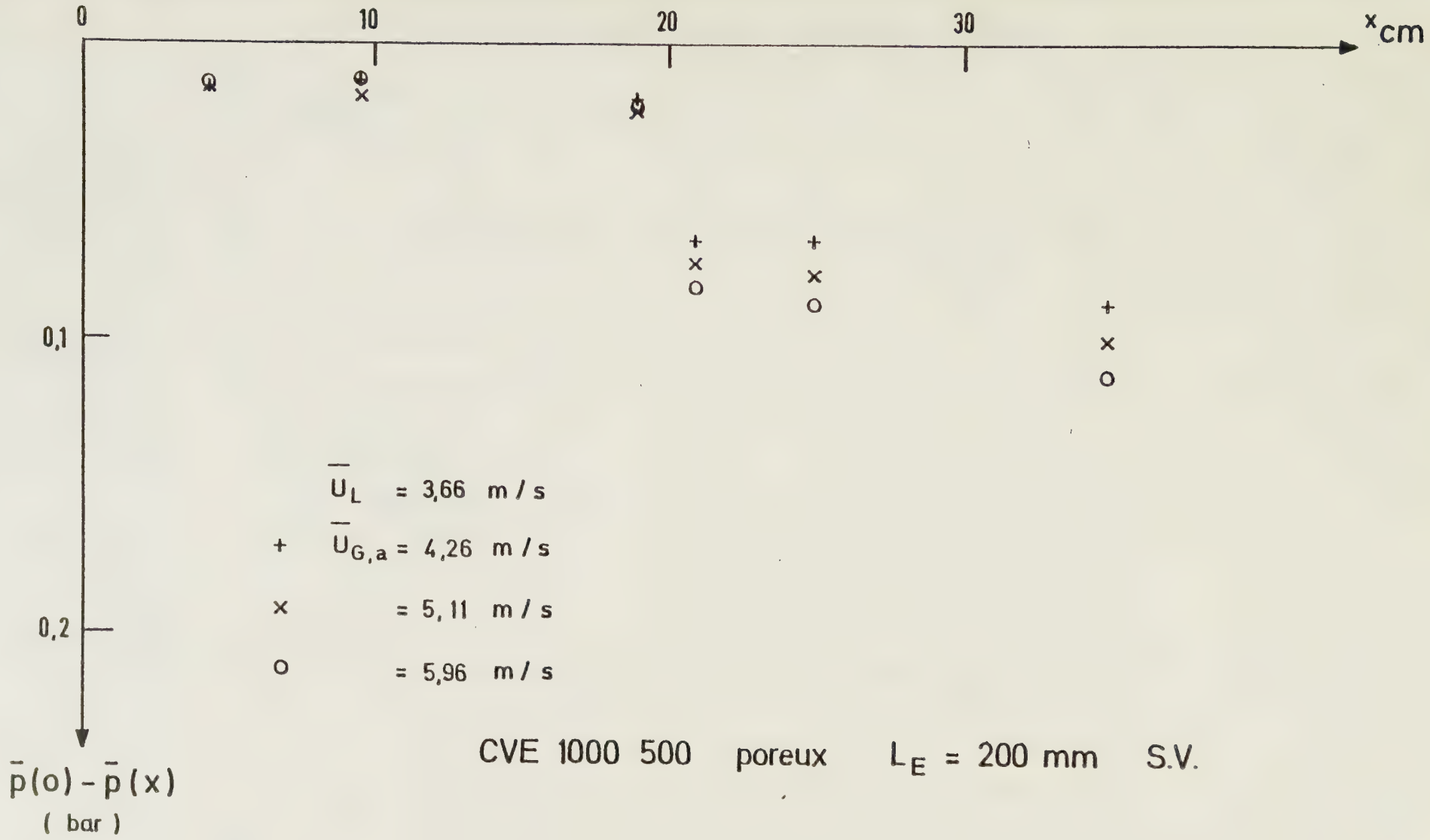


Fig. 5 - 2a - Lignes piézométriques dans l'émulseur et la détente

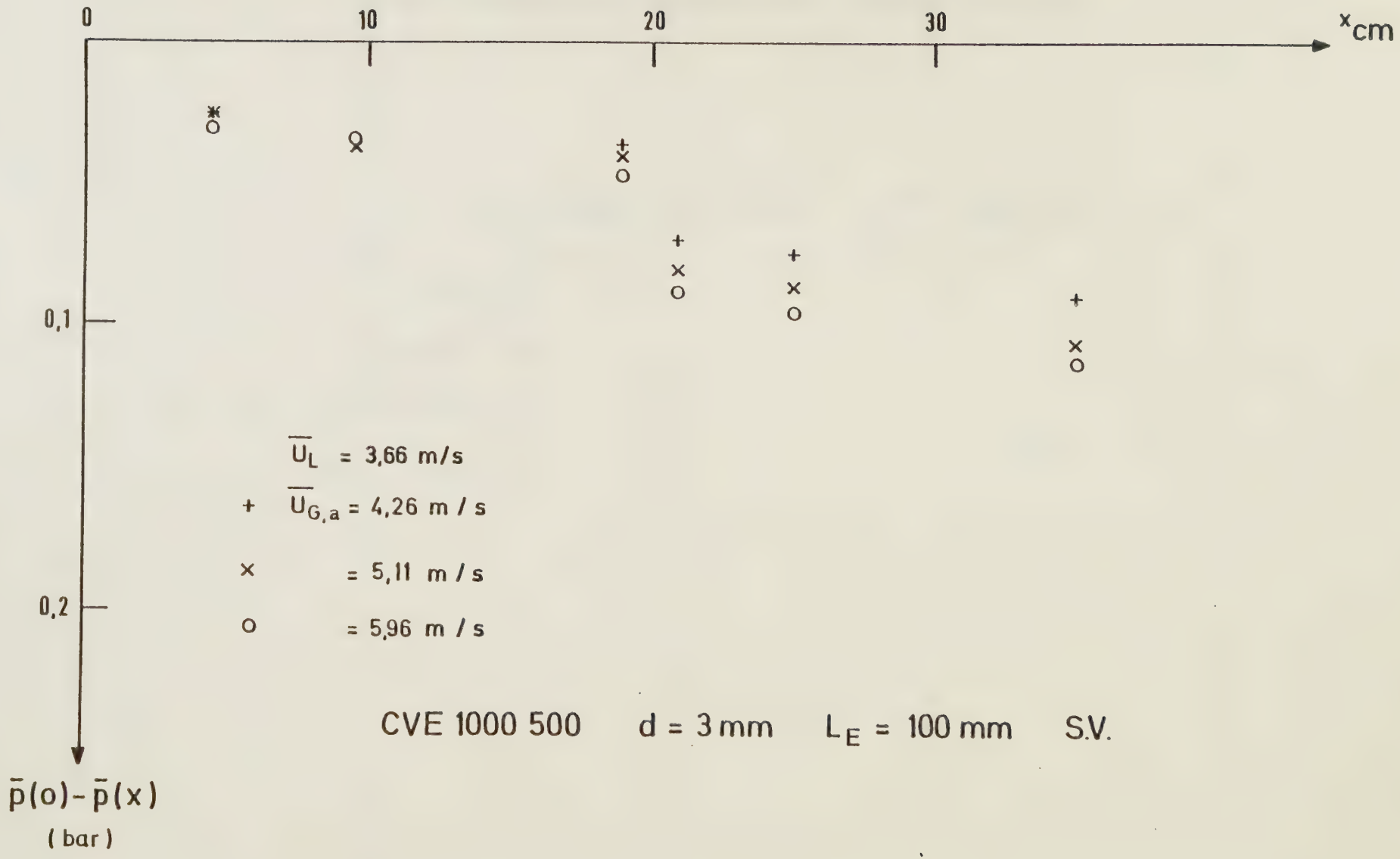
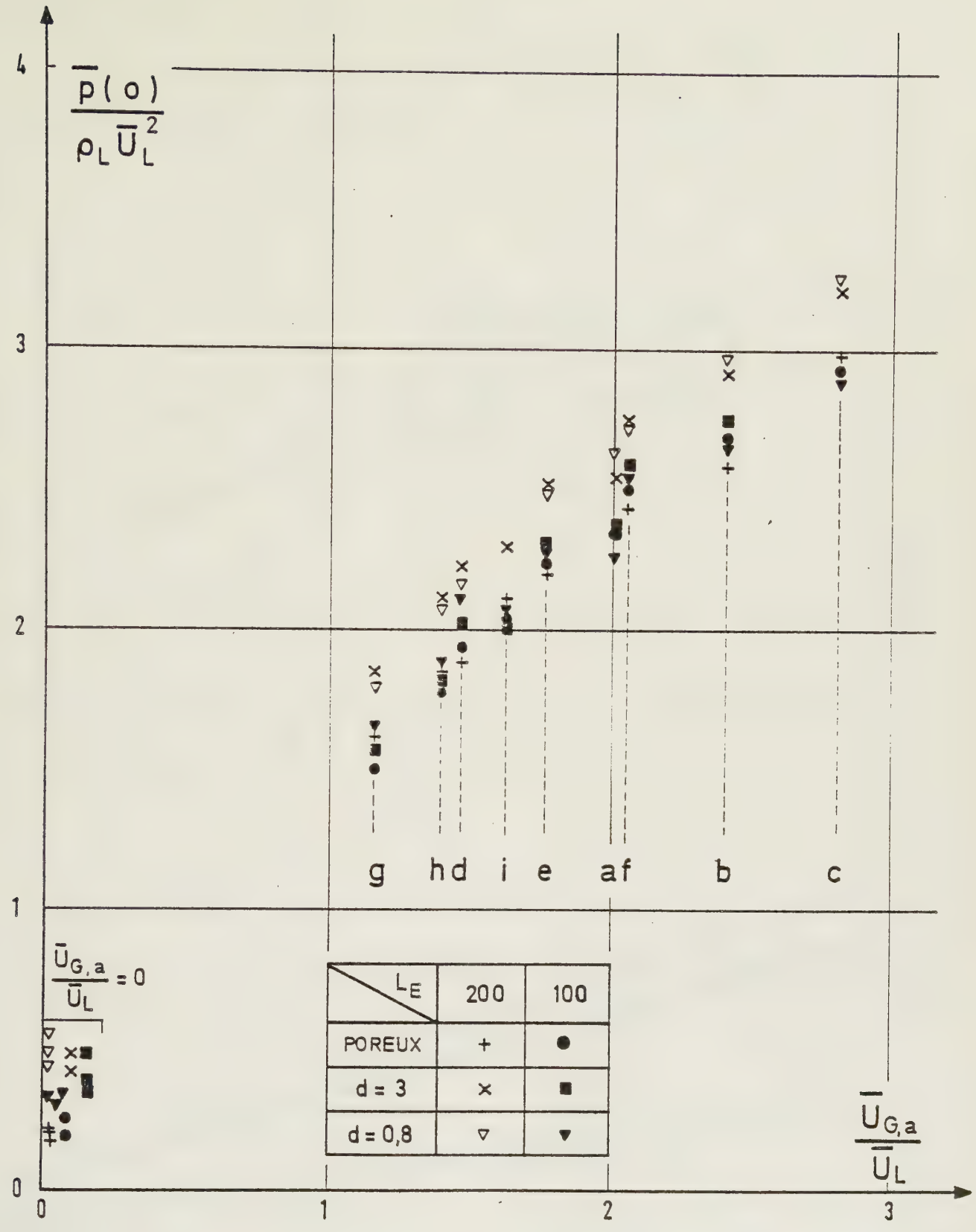


Fig. 5 . 2 b - Lignes plézométriques dans l'émulseur et la détente



	a	b	c	d	e	f	g	h	i
$\overline{U}_L$	2,12	2,12	2,12	2,89	2,89	2,89	3,66	3,66	3,66
$\overline{U}_{G,a}$	4,26	5,11	5,96	4,26	5,11	5,96	4,26	5,11	5,96

CVE 1000 500 S.V.

Fig. 5. 3a - Pressions adimensionnelles en tête

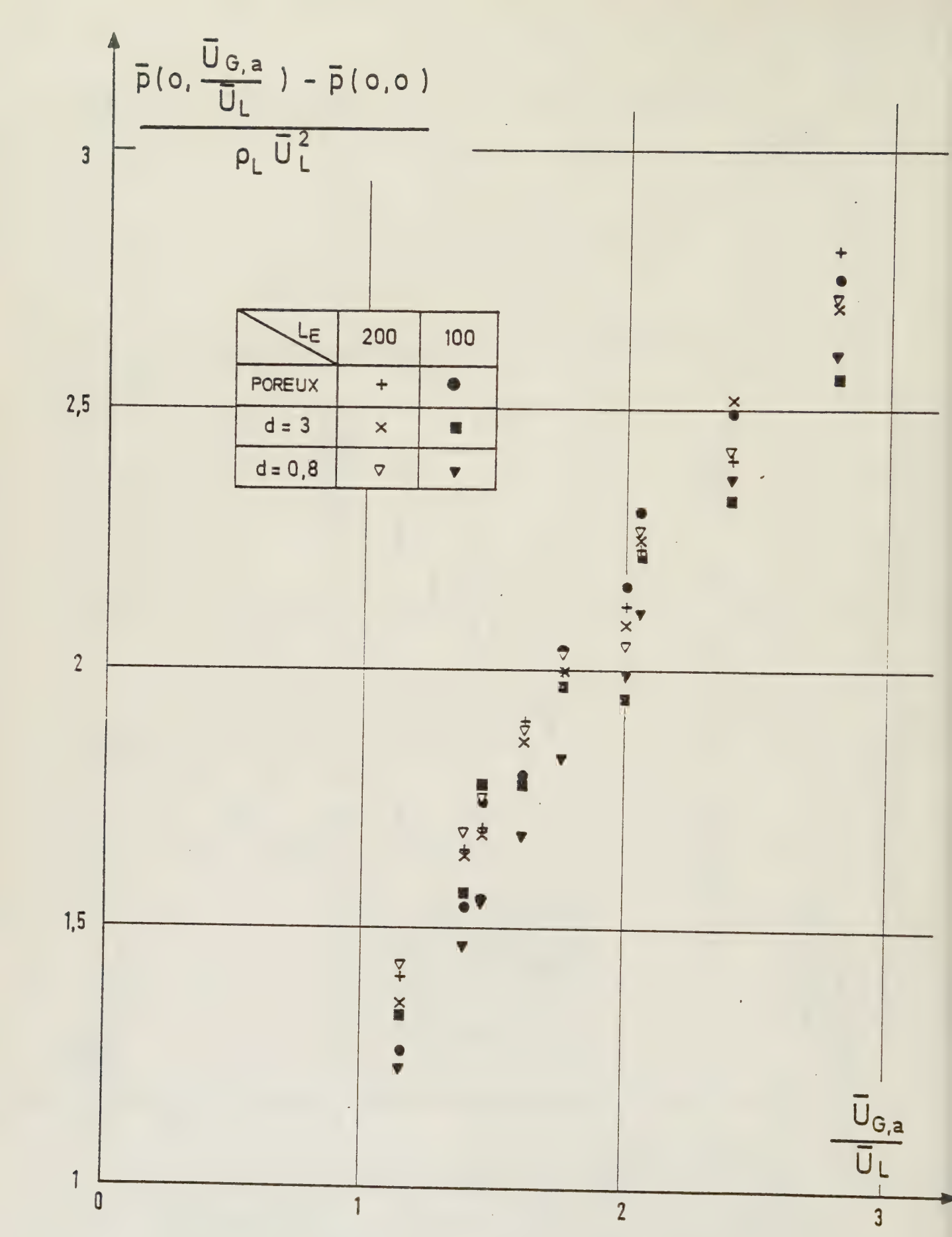
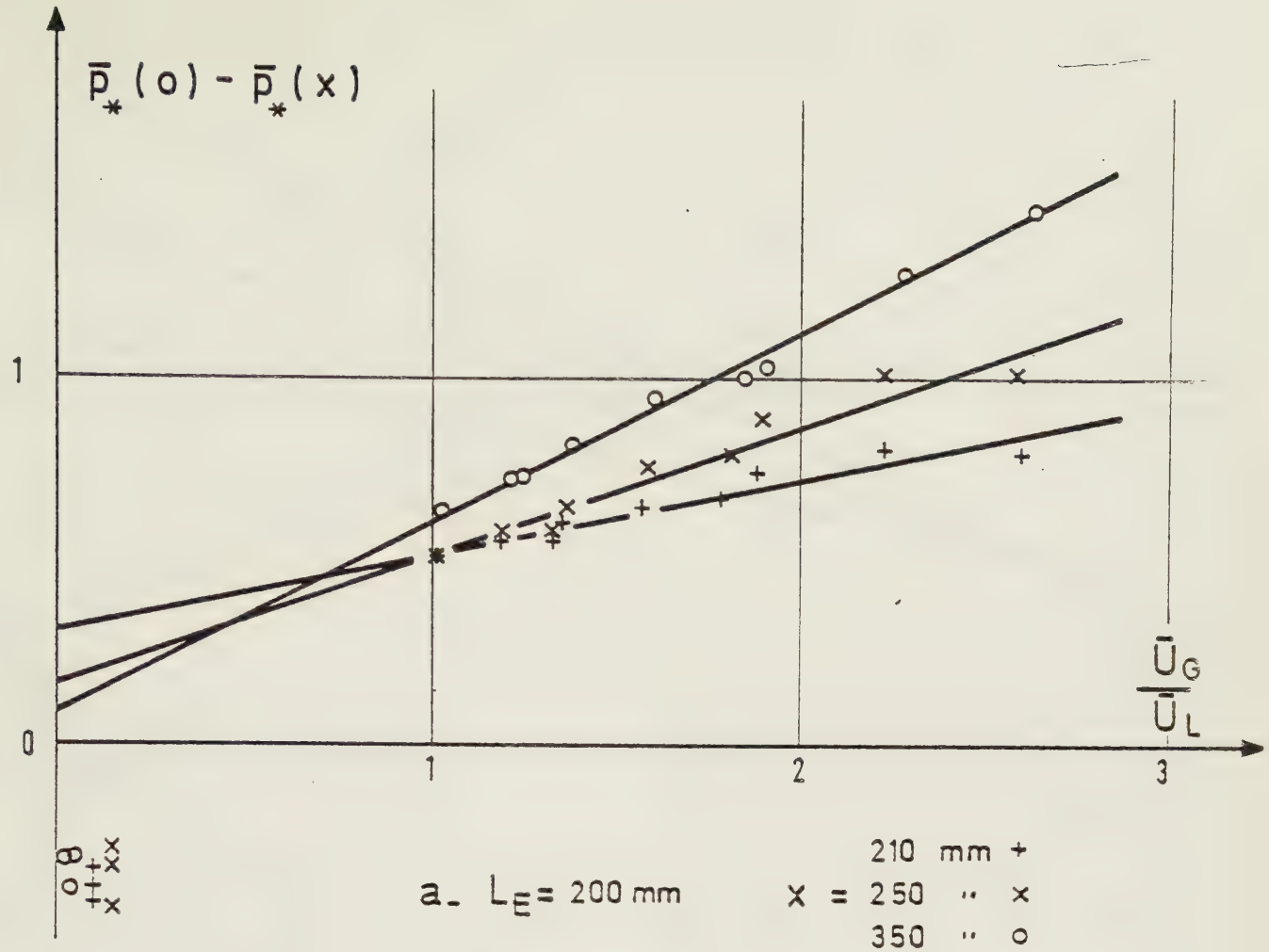
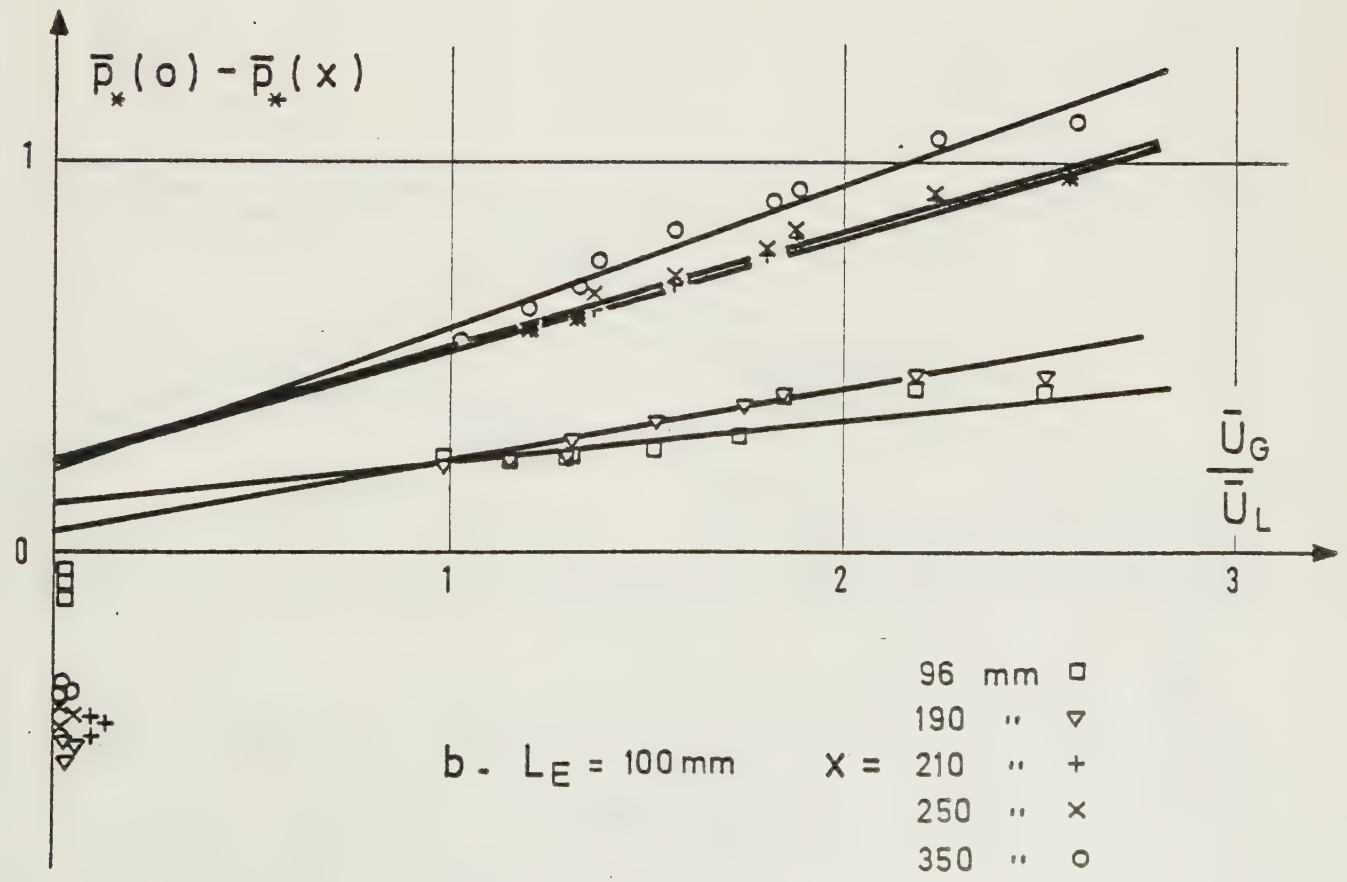


Fig. 5.3b - Variations de la pression adimensionnelle en tête dues à la présence d'air

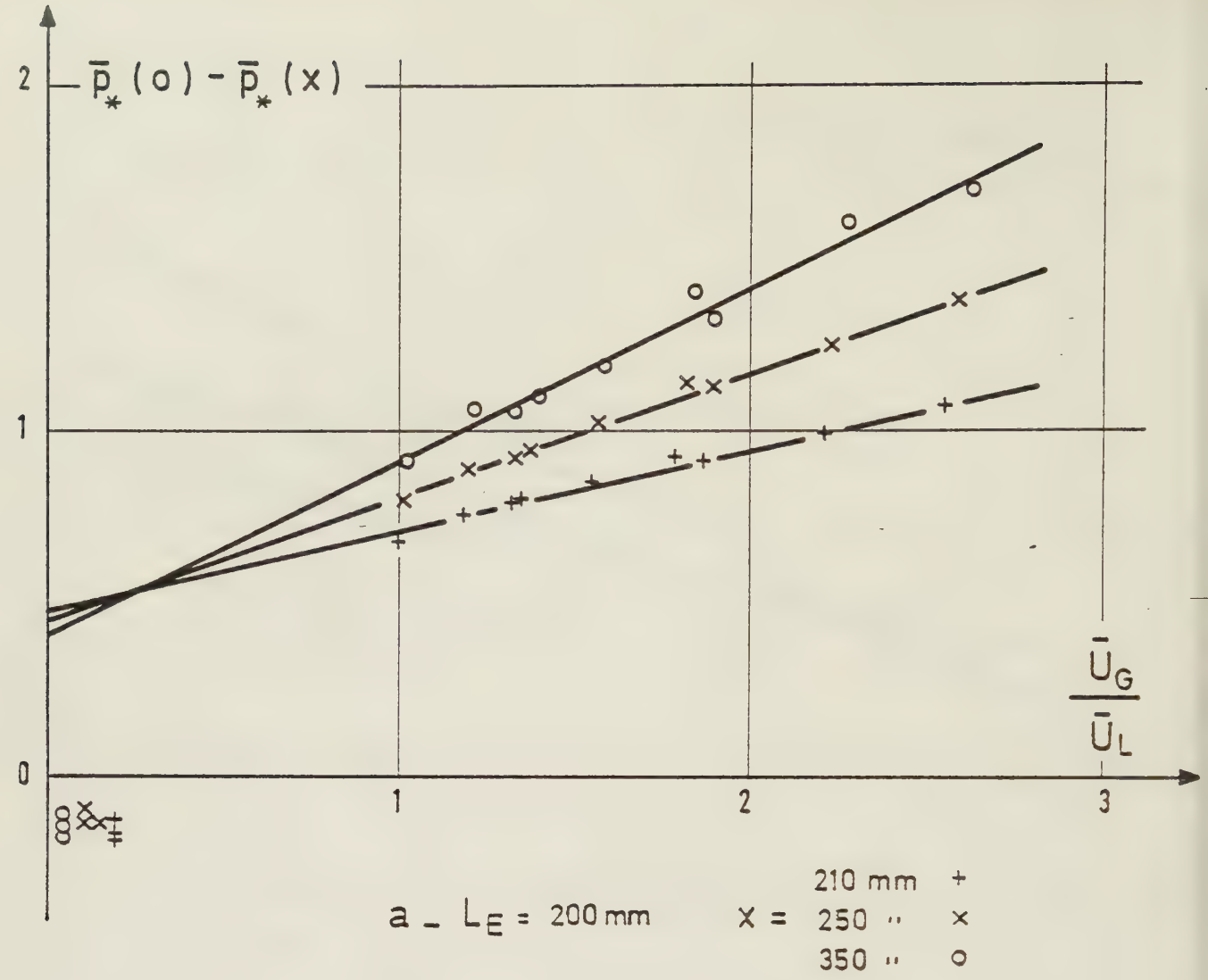
(voir notations fig. 5.3)



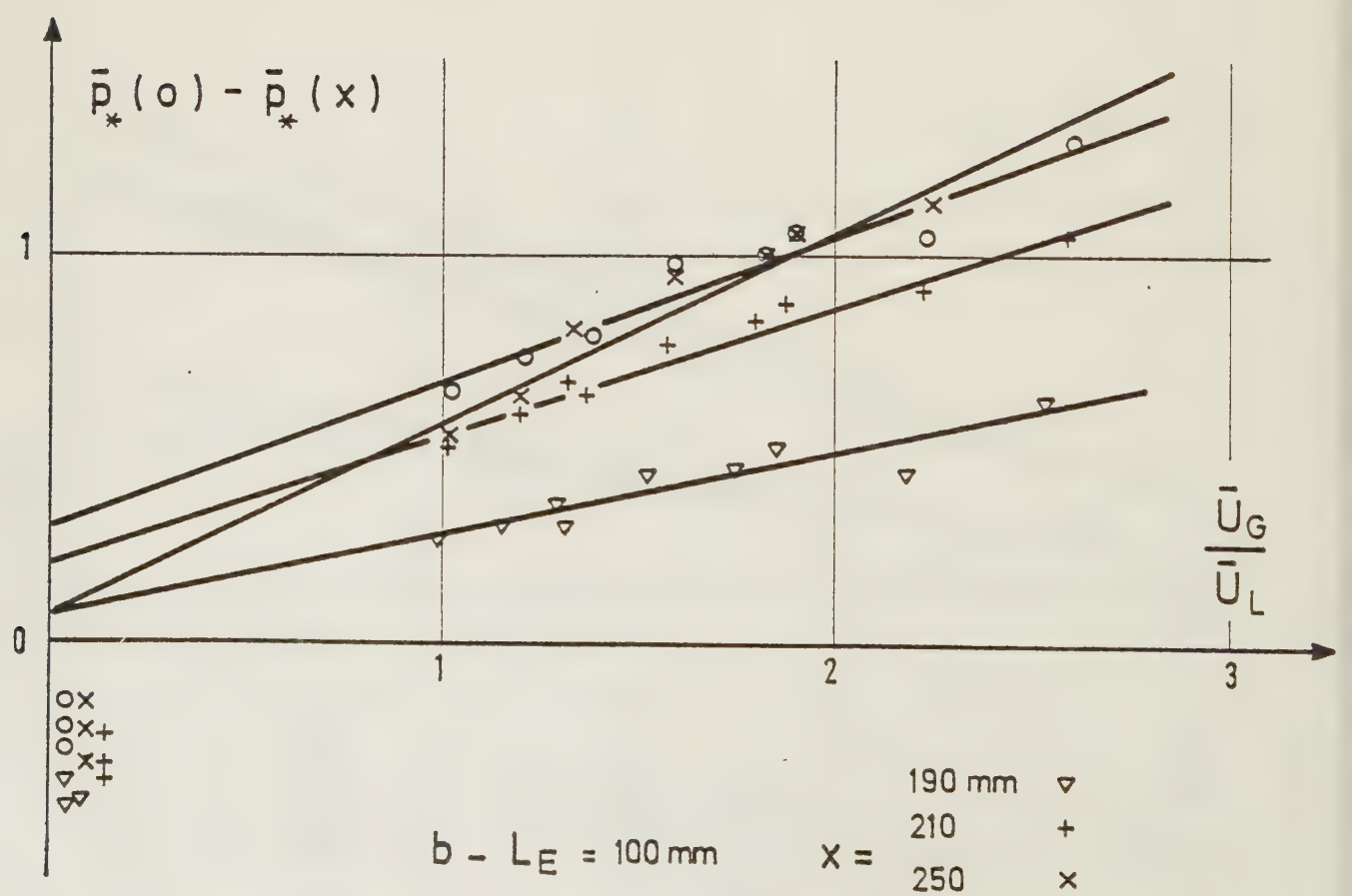


CVE 1000 500 poreux S.V.

Fig. 5.4a _ Variations de pression adimensionnelles



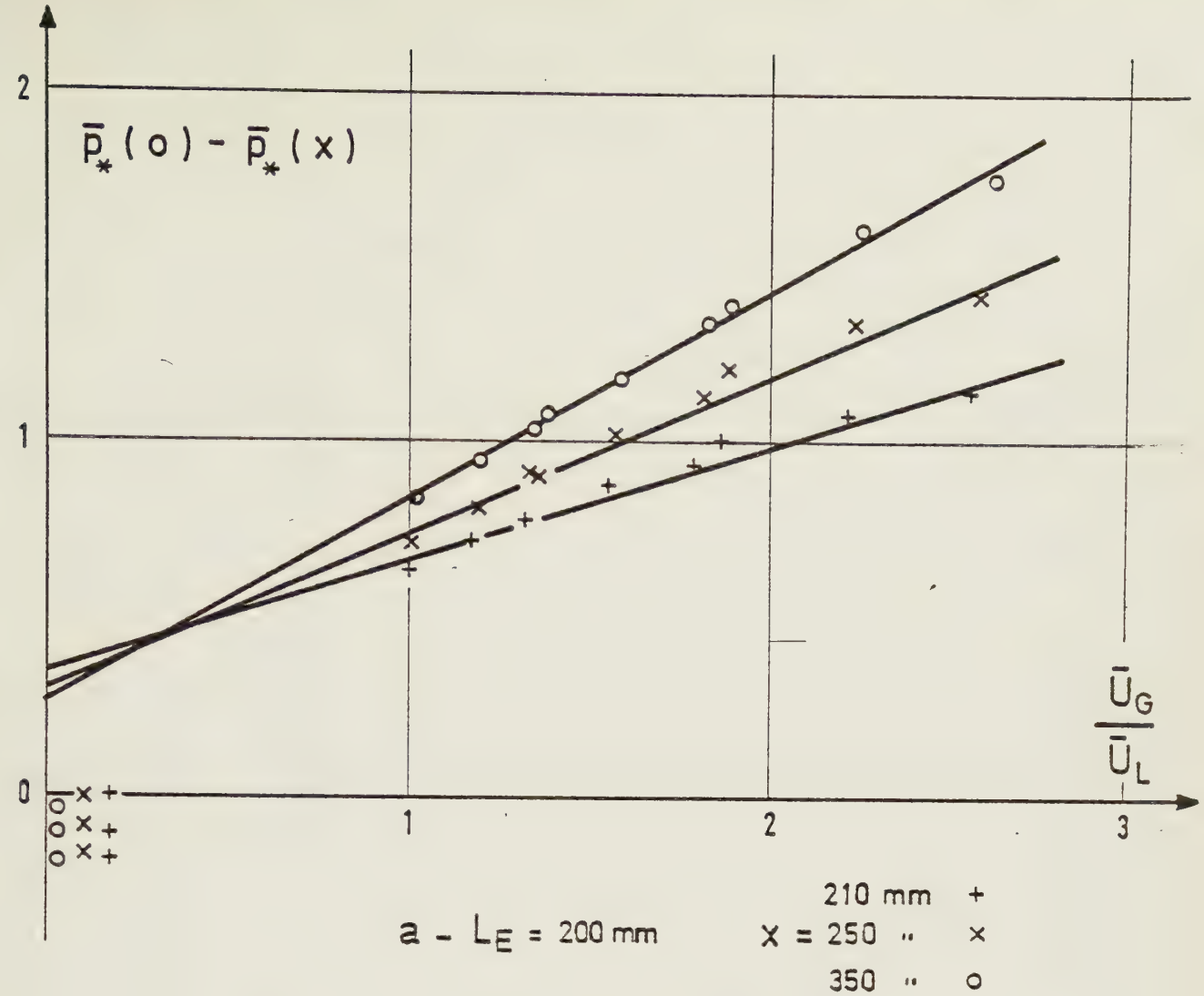
a - L_E = 200 mm x = 210 mm +, 250 " ×, 350 " o

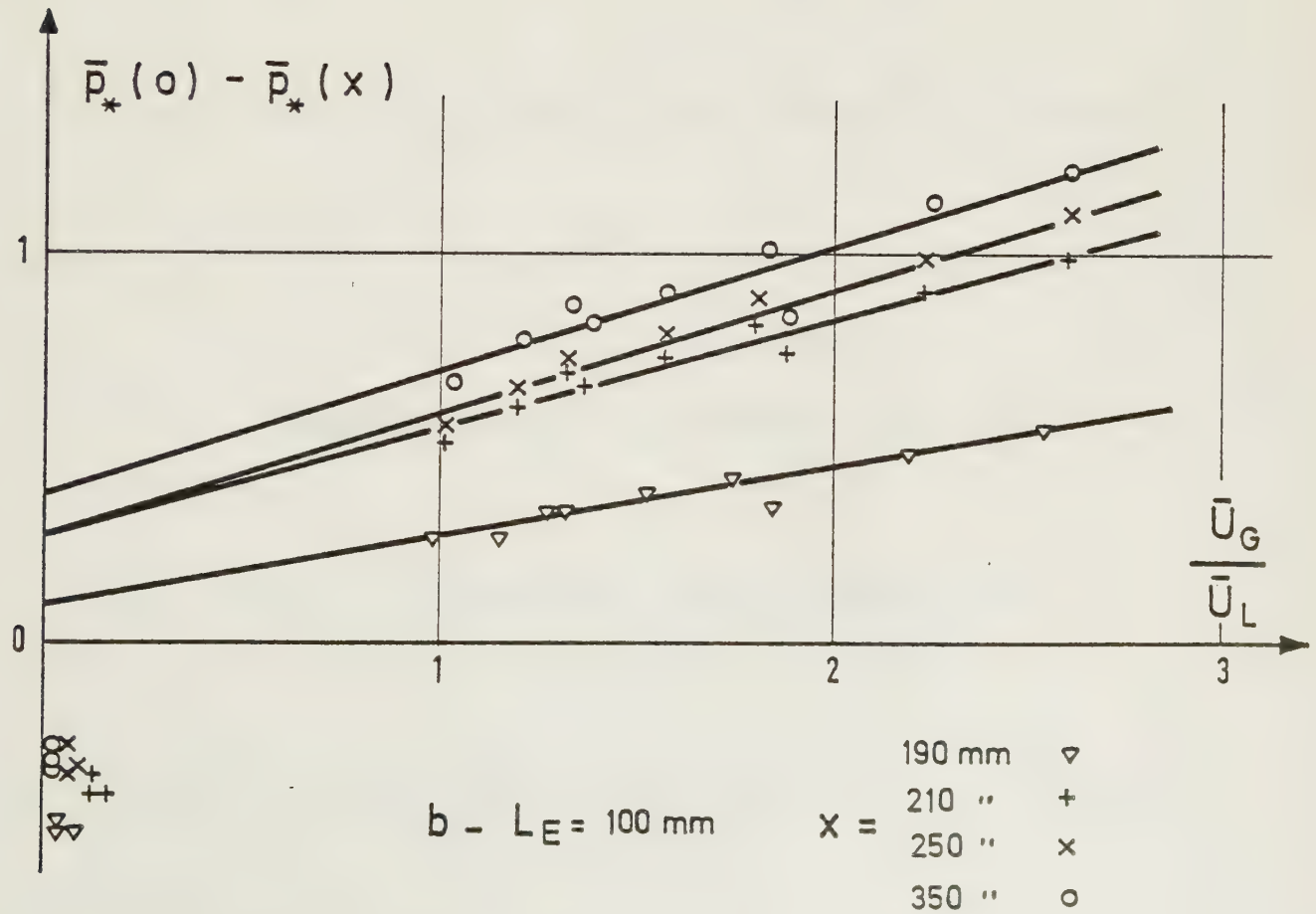


b - L_E = 100 mm x = 190 mm ▽, 210 +, 250 ×, 350 o

CVE 1000 500 d = 0,8 mm S.V.

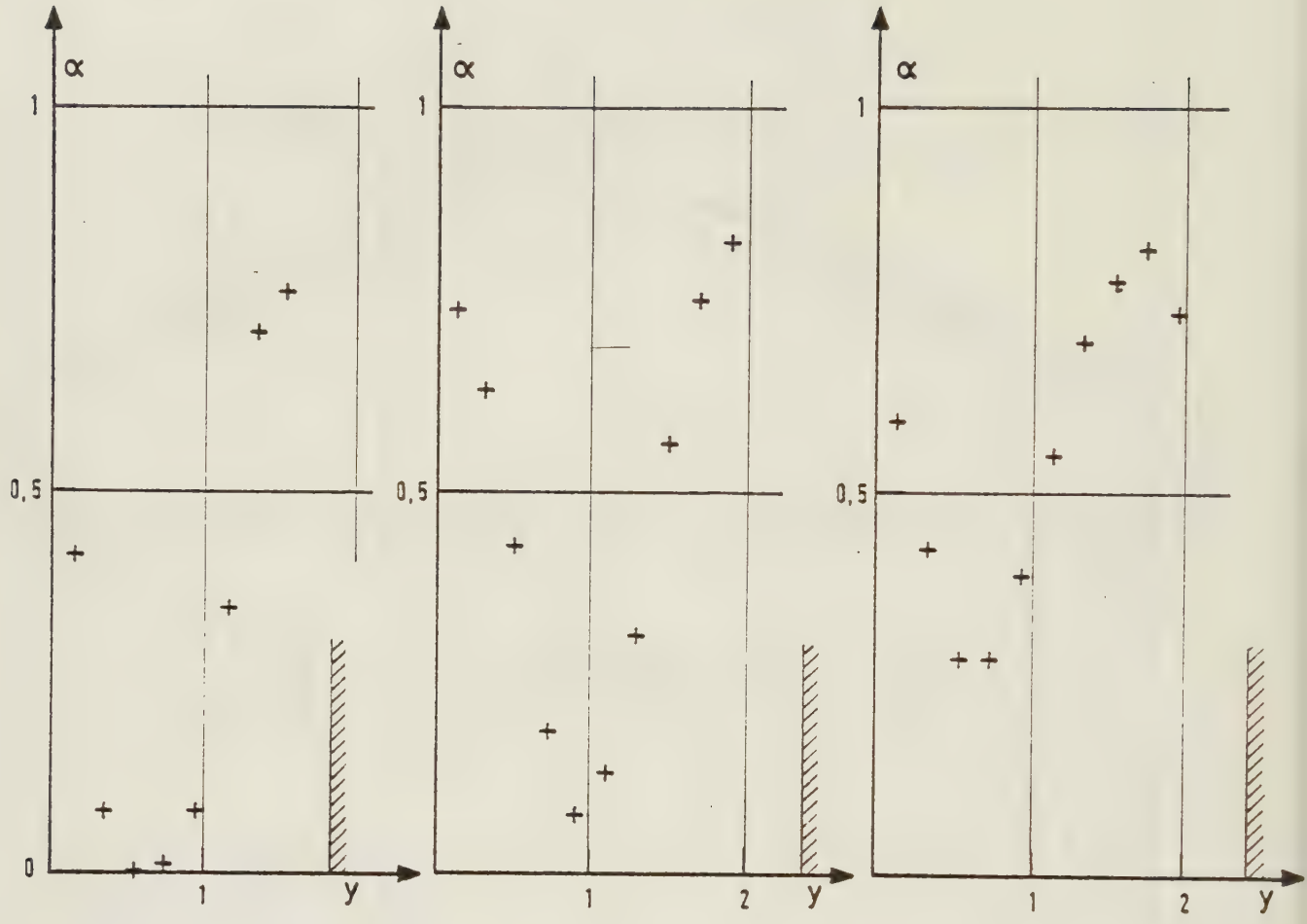
Fig. 5.4b - Variations de pression adimensionnelles





CVE 1000 500 d = 3 mm S.V.

Fig. 5 . 4c _ Variations de pression adimensionnelles



x = 6,3 cm x = 12,4 cm x = 18,5 cm

$\bar{U}_L$ = 2,12 m/s $\bar{U}_{G,a}$ = 4,26 m / s

CVE 1000 500 L_E = 100 mm d = 3 mm

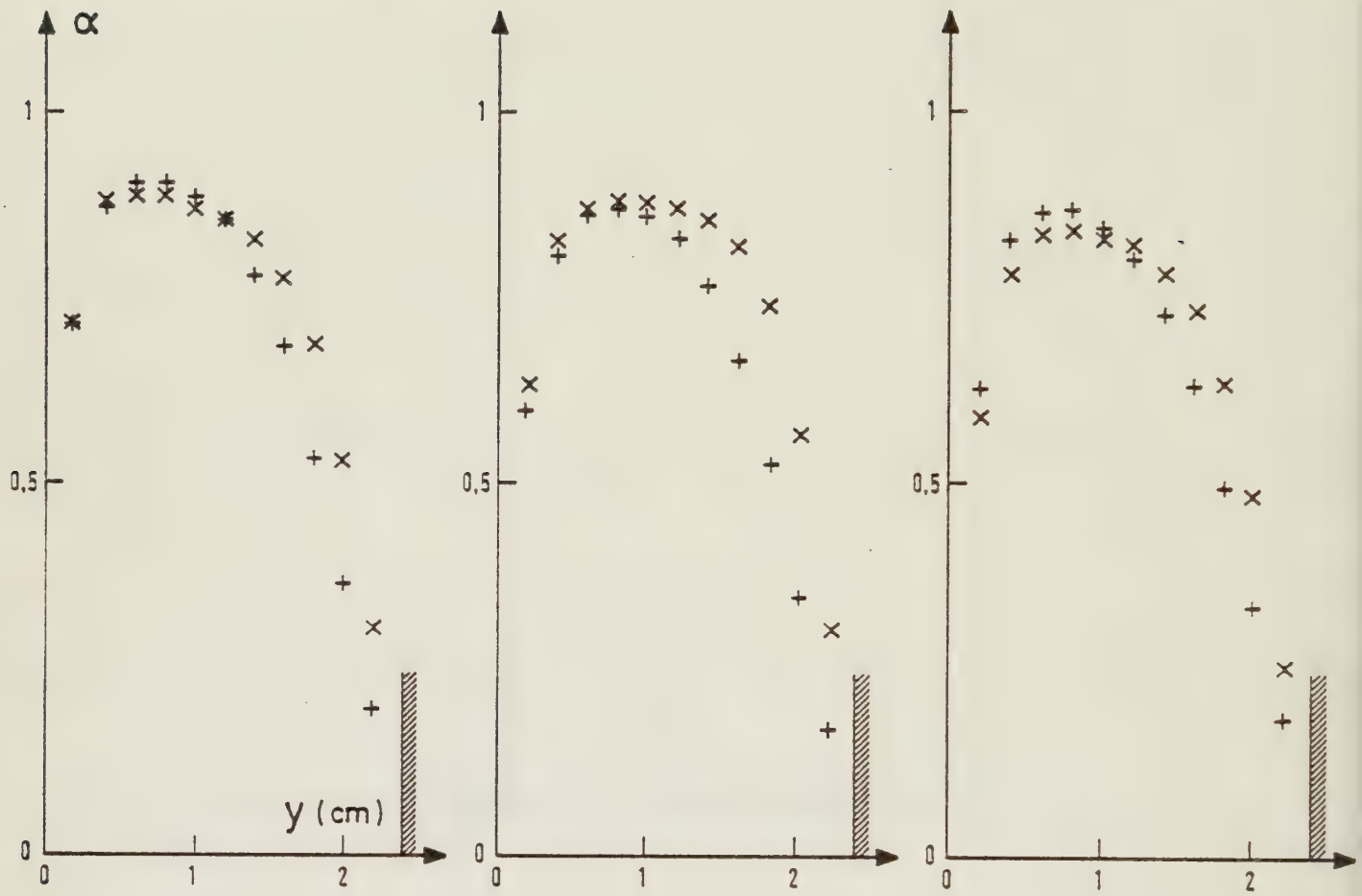
Fig. 5.5 – Profils de taux de vide dans et après un émulseur à section variable

x = 12,3 cm y = 0,7 cm paroi : z = 6 cm

$\bar{U}_{G,a}$ = 5,96 m/s $\bar{U}_L$ = 3,66 m/s

CVE 1000 500 S.V. L_E = 200 mm d = 3 mm

Fig. 5 . 6 _ Mesures locales dans un plan horizontal



L_E = 100 mm +

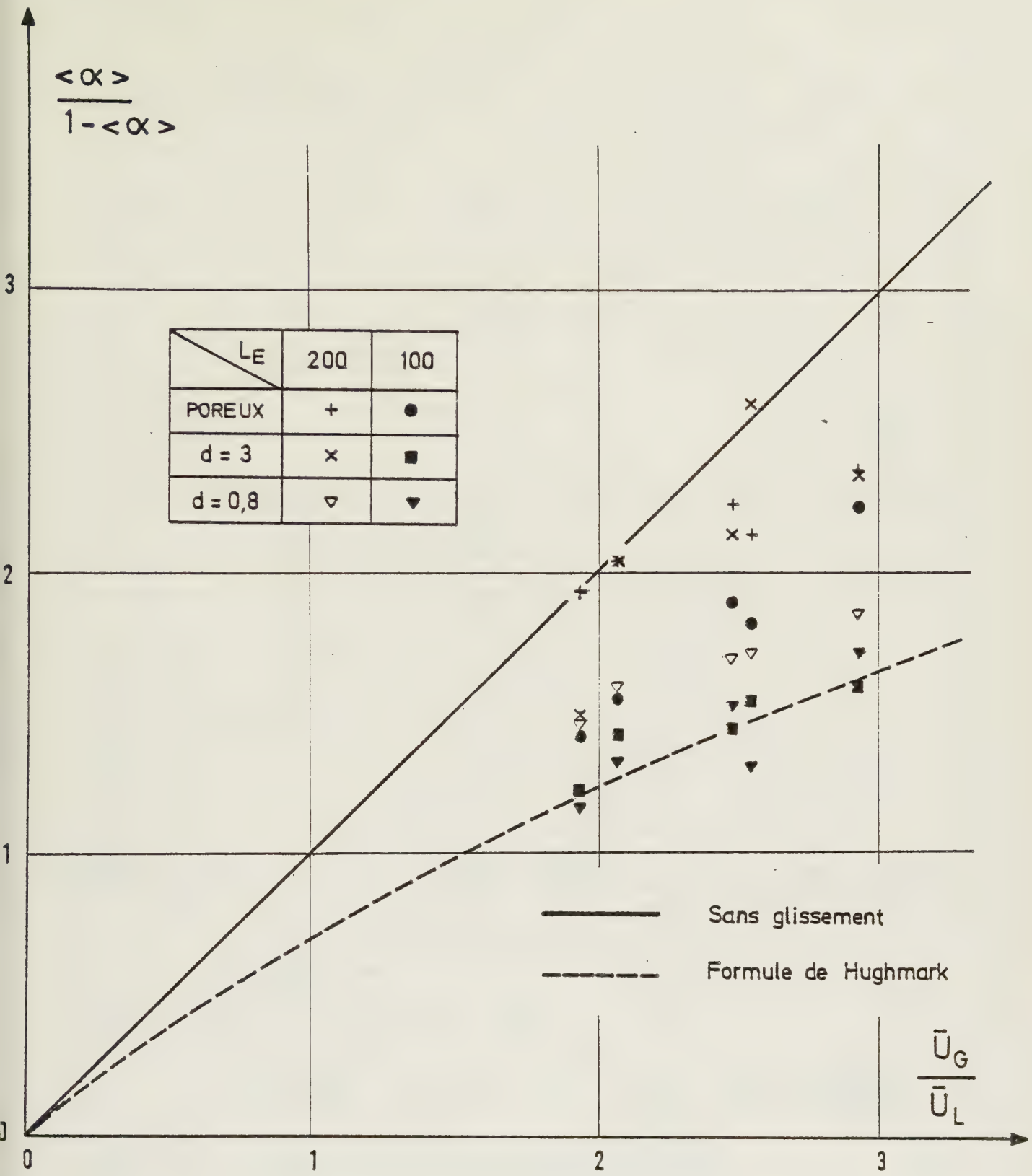
200 mm ×

CVE 1000 500 S.V.

$\bar{U}_L$ = 2,12 m/s $\bar{U}_{G,a}$ = 5,62 m/s

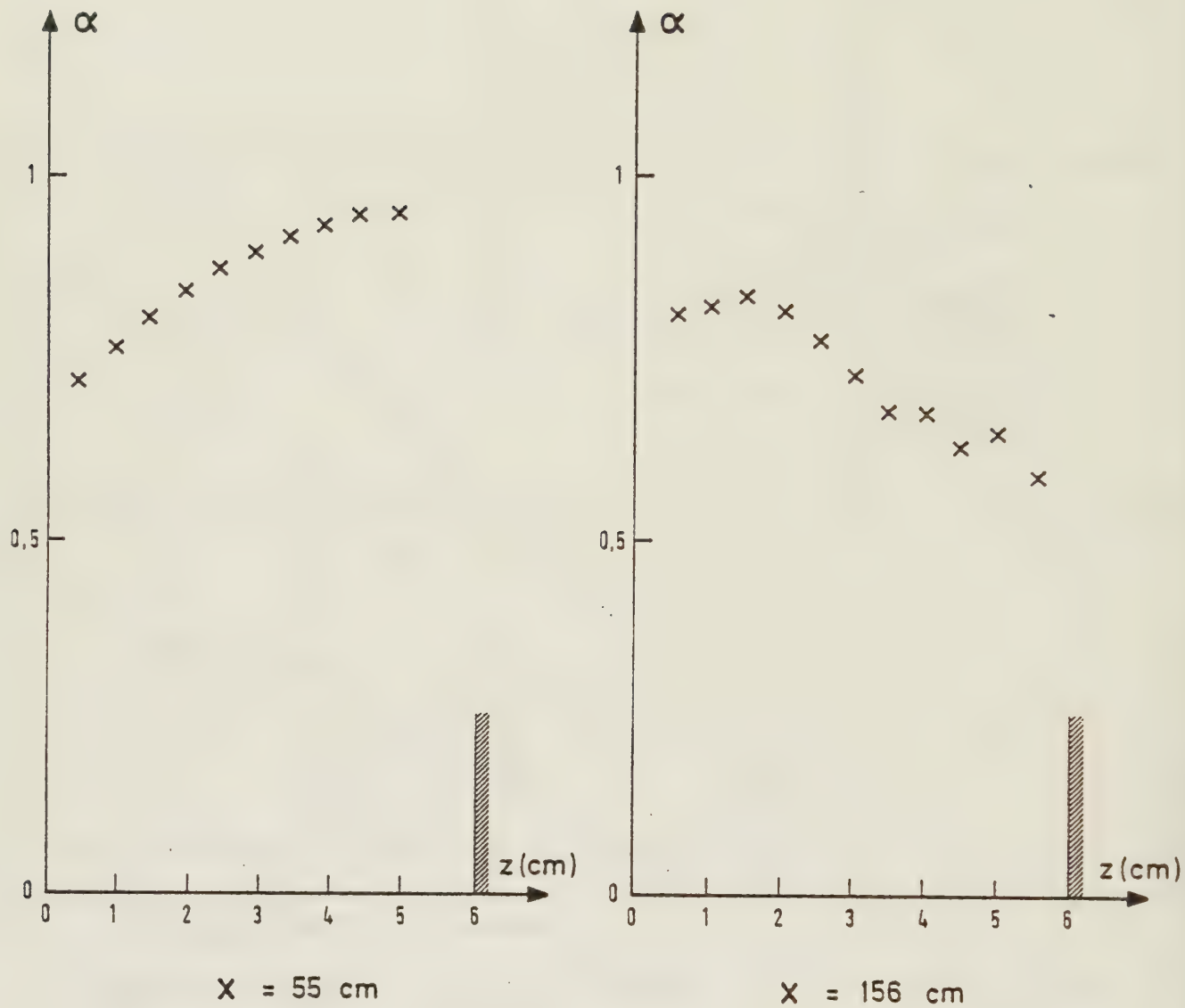
X = 55 cm

Fig. 5 . 7 _ Profils de taux de vide dans le plan vertical de symétrie



CVE 1000 500 S.V. X = 55 cm

Fig. 5.8 _ Variations de $\frac{<\alpha>}{1-<\alpha>}$ en fonction de $\frac{\bar{U}_G}{\bar{U}_L}$

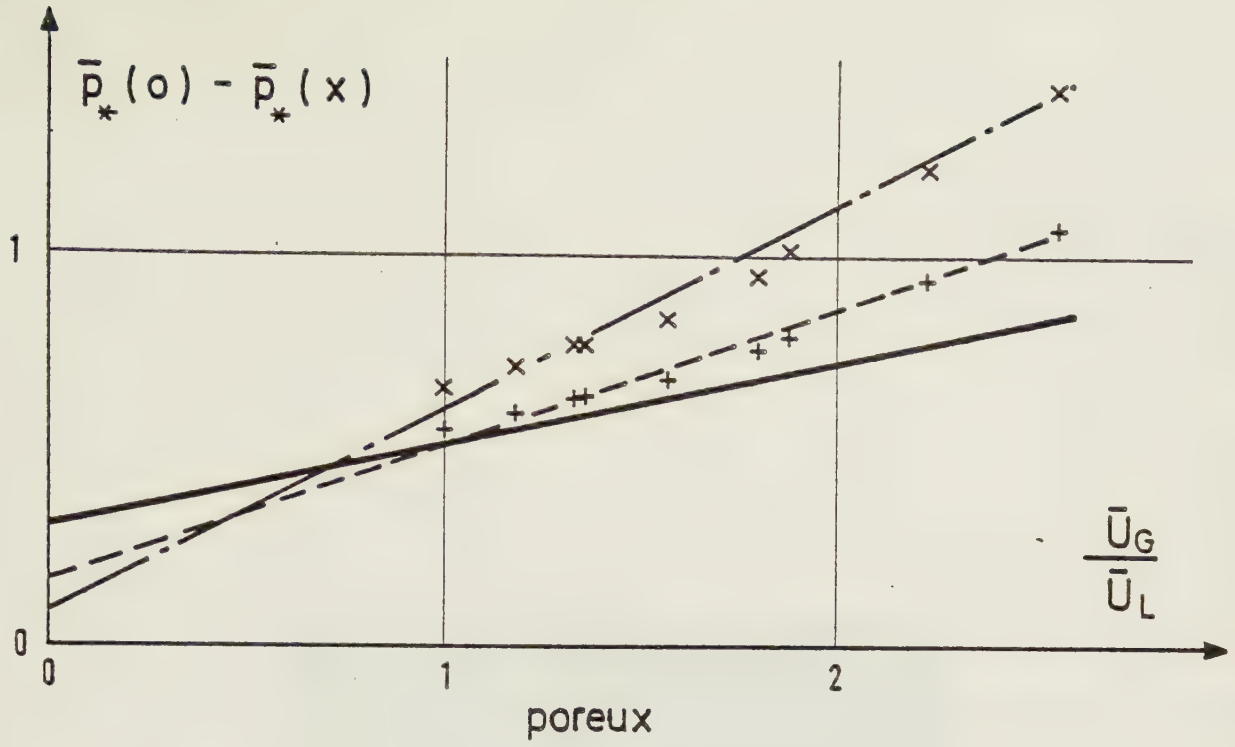


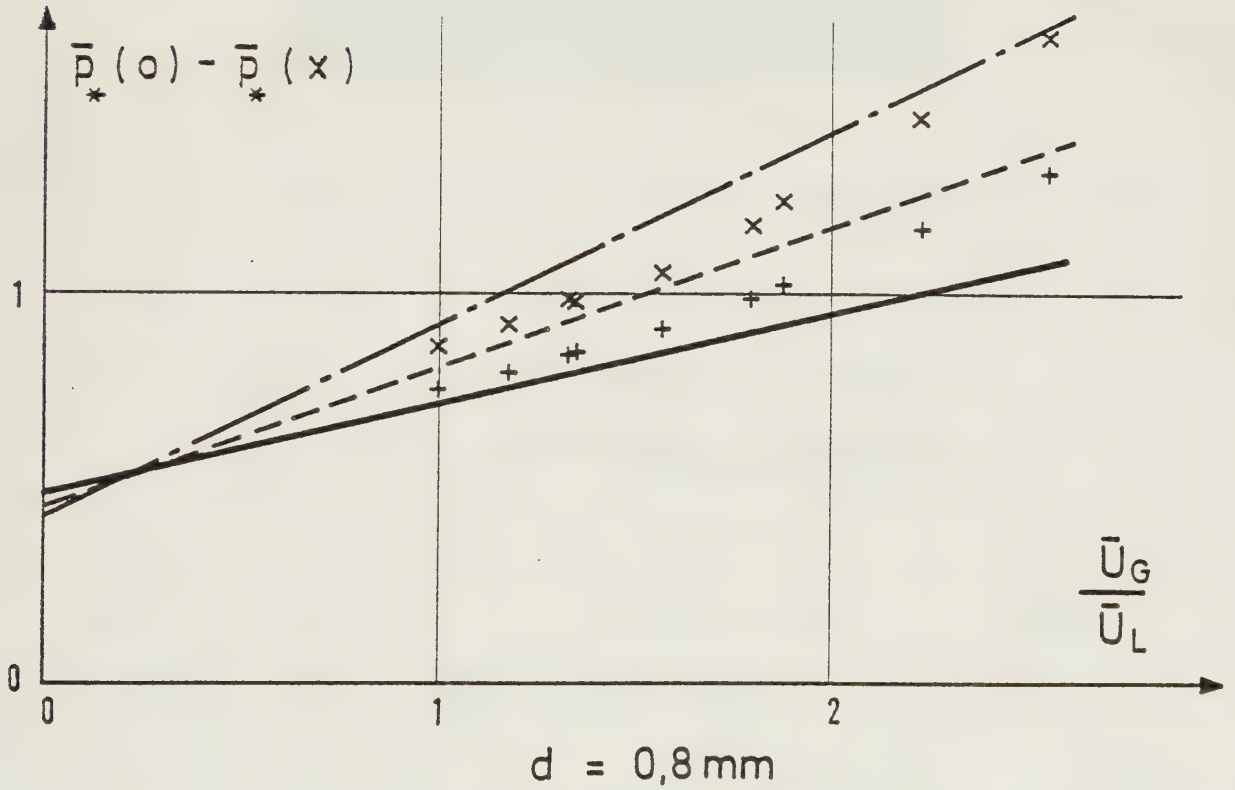
(paroi : Z = 6 cm)

CVE 1000 500 S.V. L_E = 200 mm poreux

$\bar{U}_L$ = 2,12 m/s $\bar{U}_{G,a}$ = 6,1 m/s

Fig. 5.9 _ Profils de taux de vide dans le plan horizontal de symétrie

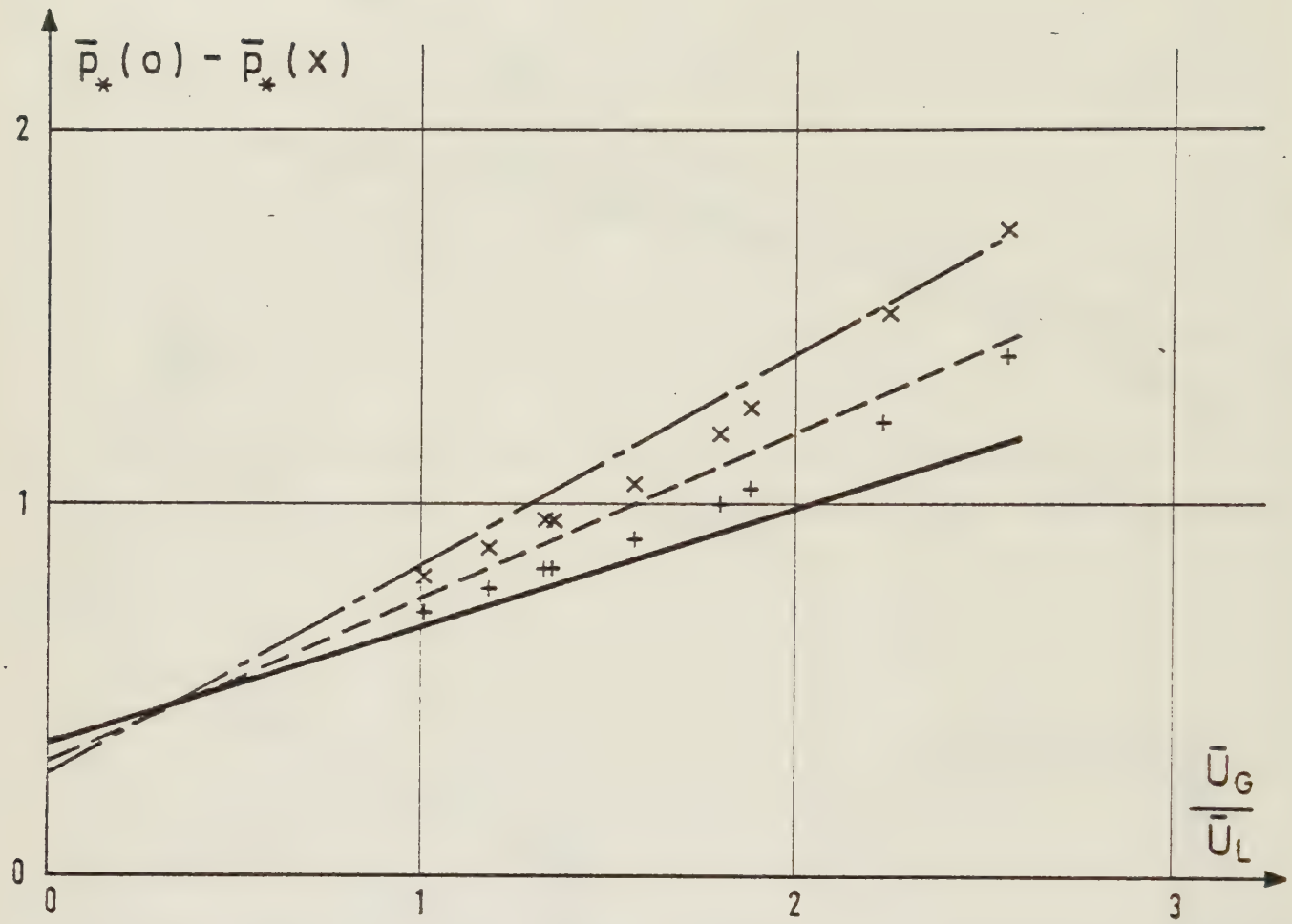




X (mm)	droite de régression	Point calculé
210	———	
250	– – – –	+
350	—— – ——	×

L_E = 200 mm , S.V.

Fig. 5.10 a _ Comparaison entre points calculés et droites de régression expérimentales



d = 3 mm

X (mm)	droite de régression	Point calculé
210	———	
250	– – – –	+
350	——·——	×

L_E = 200 mm , S.V.

Fig. 5 . 10 b - Comparaison entre points calculés et droites de régression expérimentales

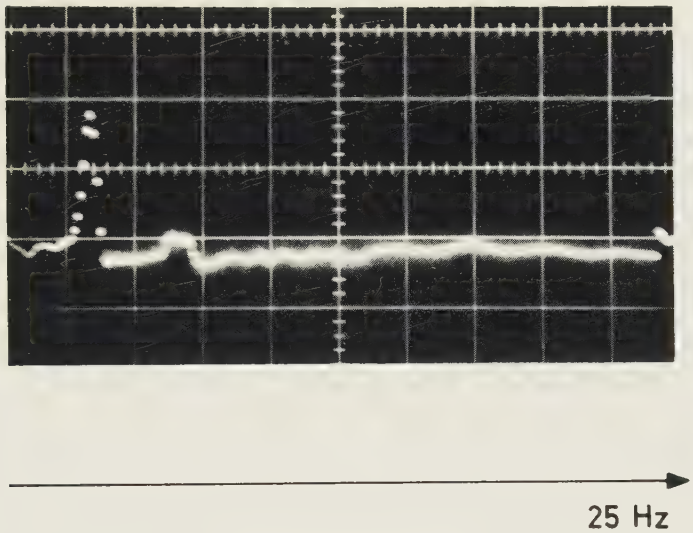


Fig. 6.1_ Densité spectrale de puissance des fluctuations de pression

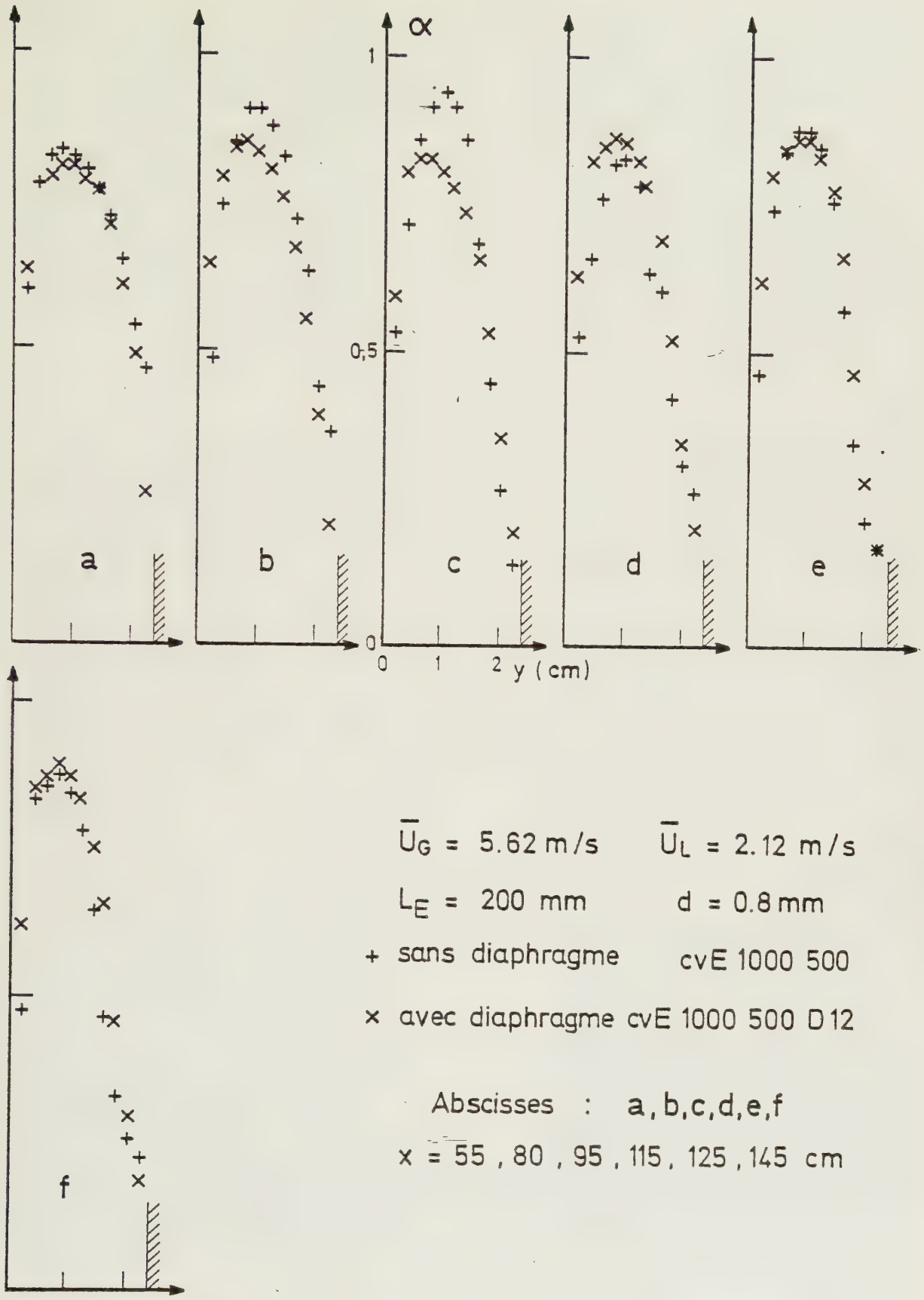
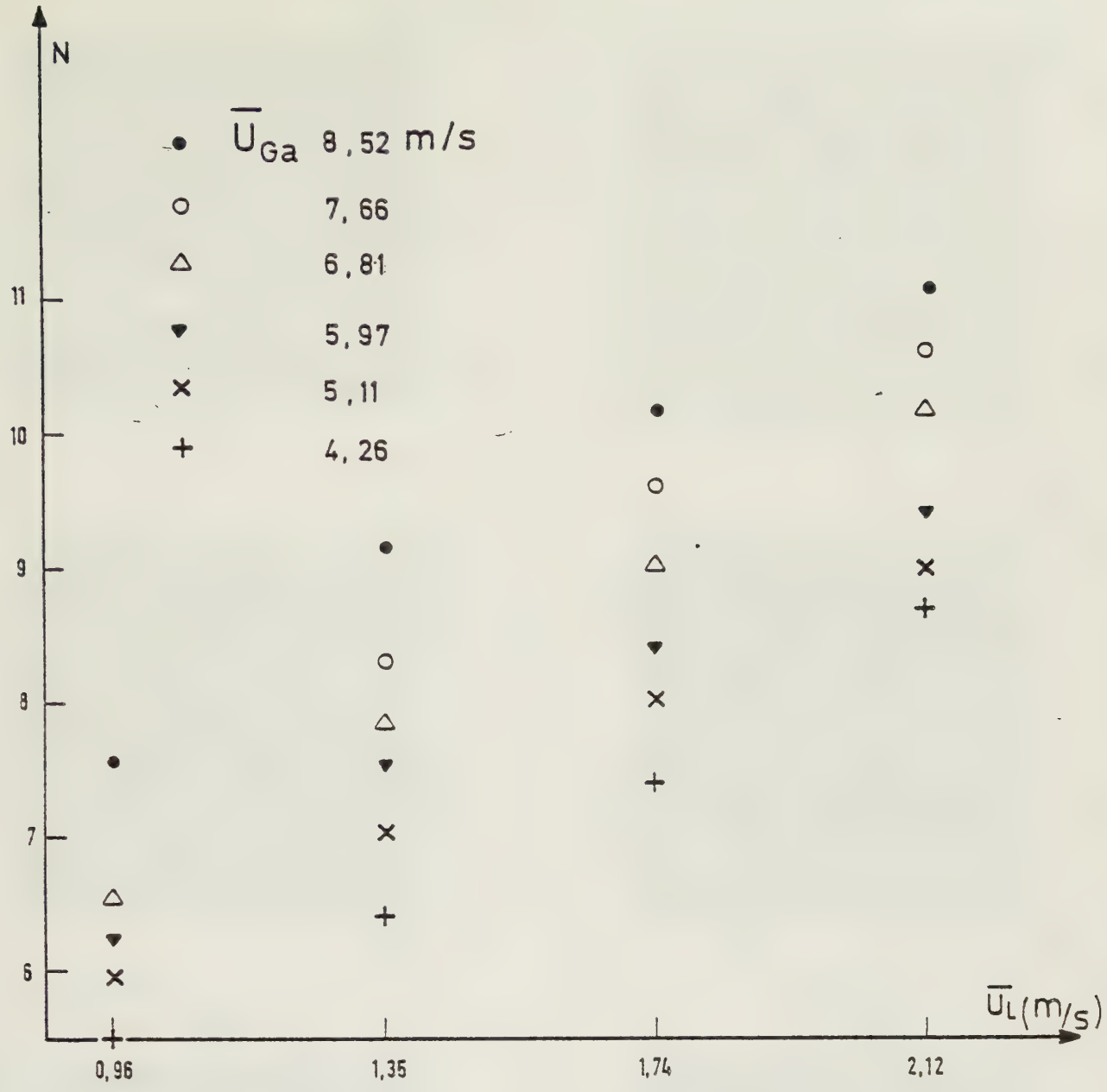
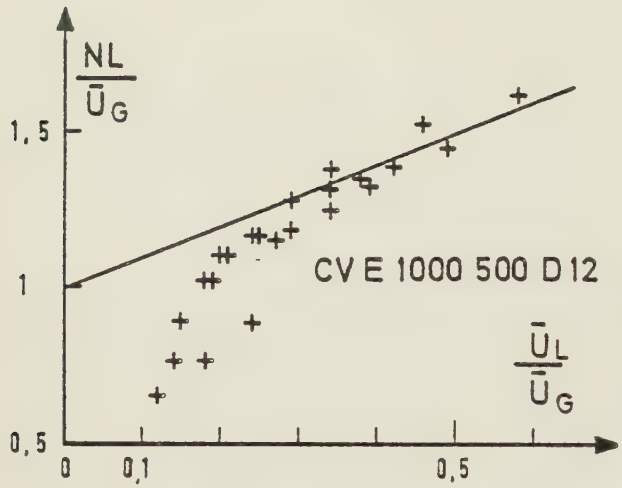


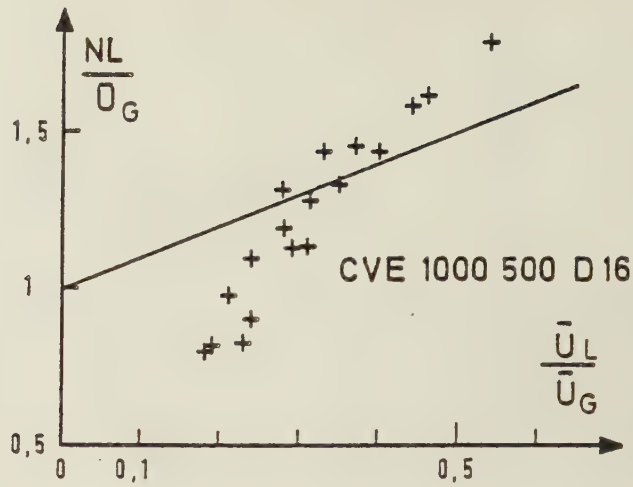
Fig. 6 . 2 _ Evolution du mélange

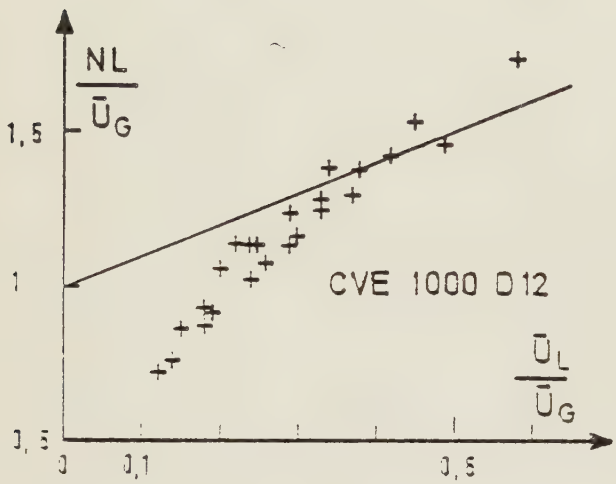


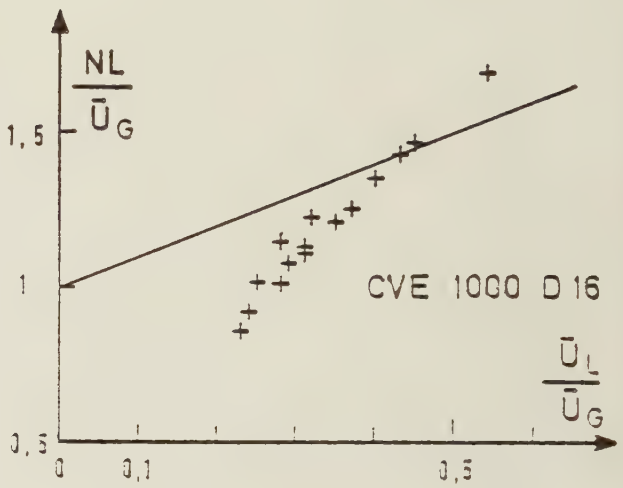
CV - E - 500 - D 16

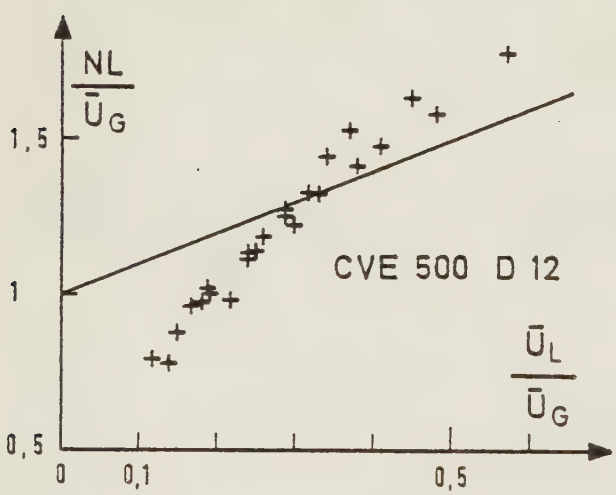
Fig. 6.3 _ Résultats expérimentaux

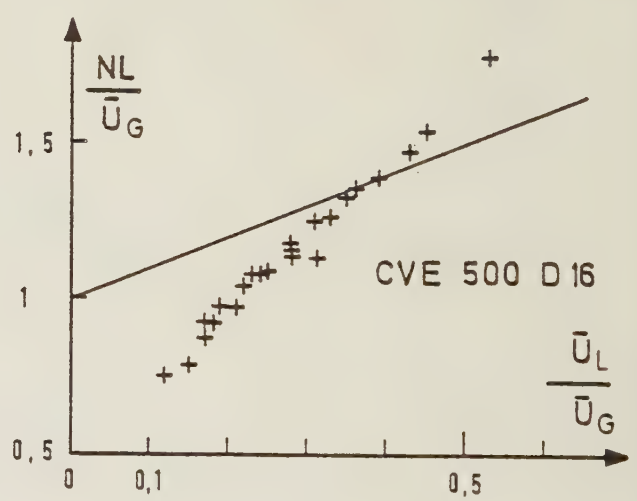


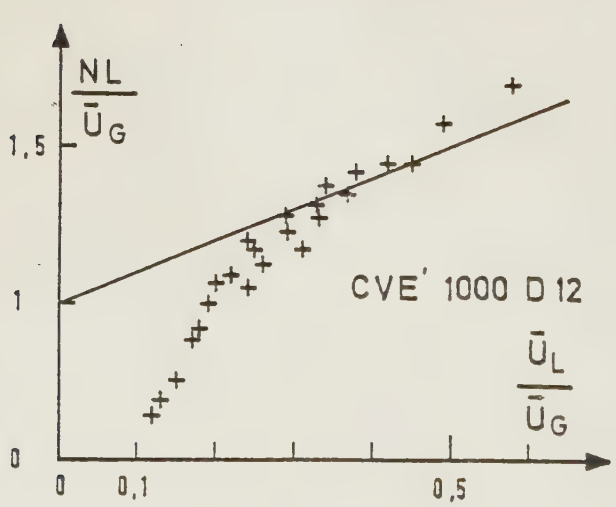






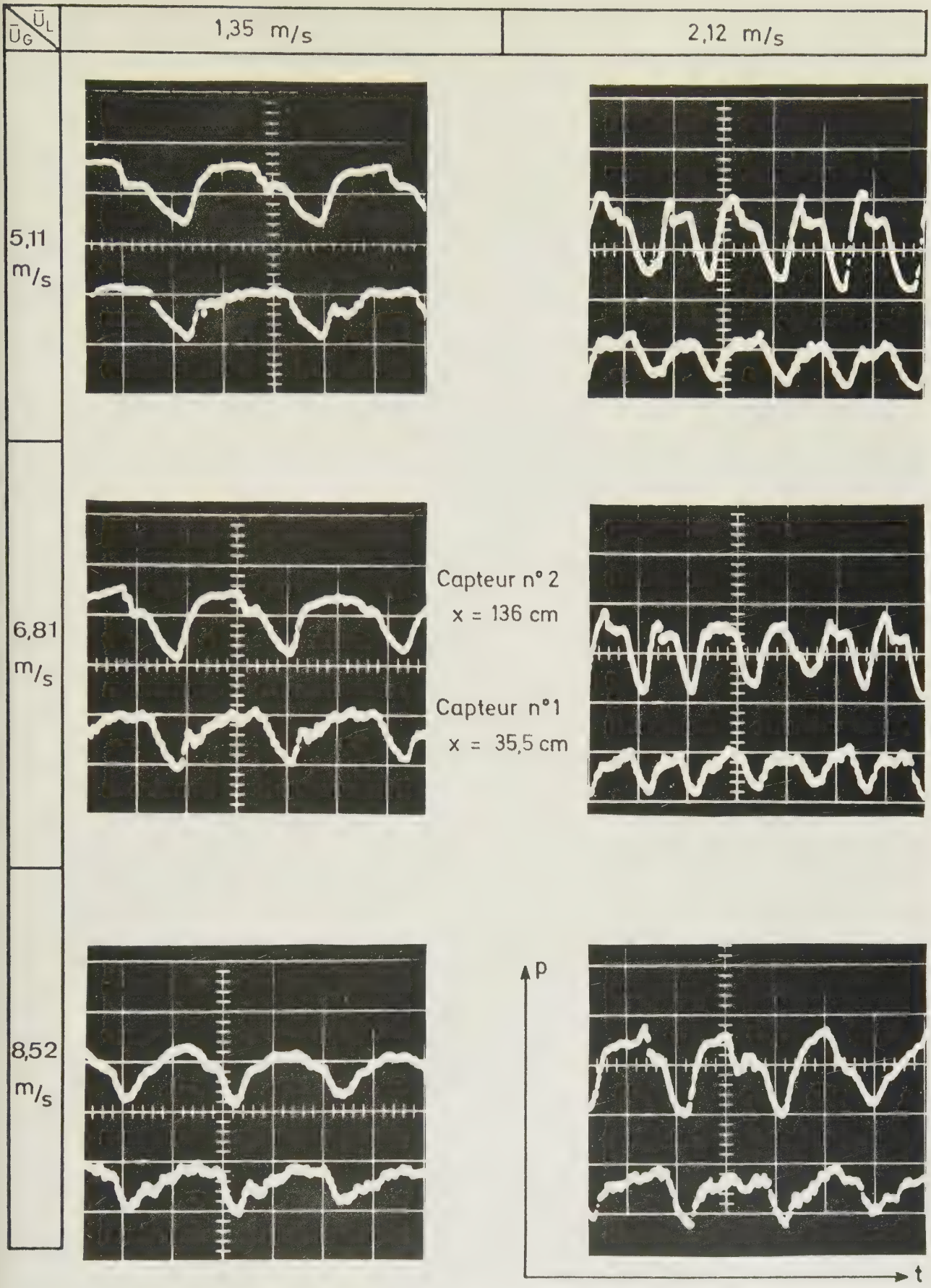






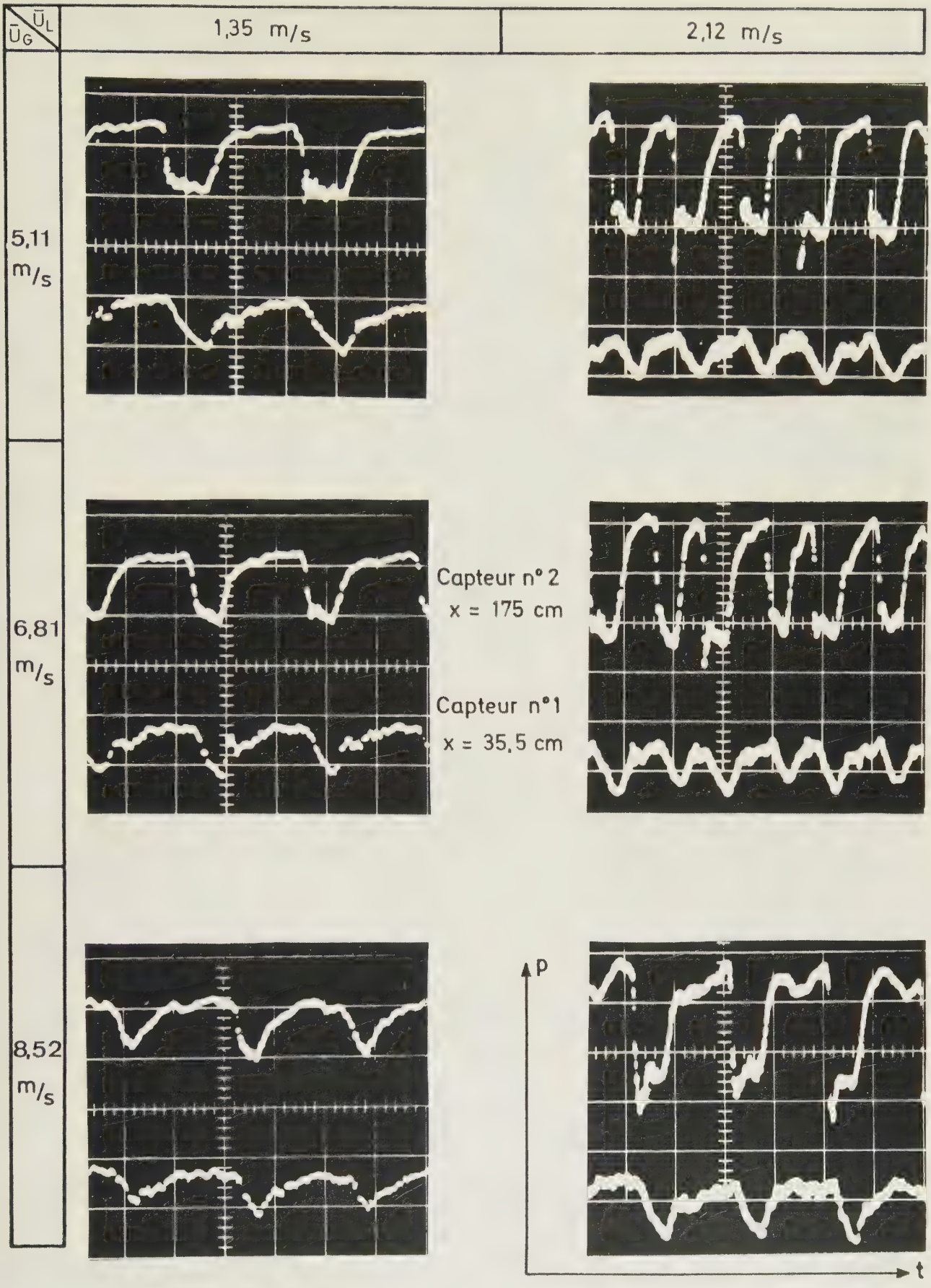
——— : $\frac{NL}{\bar{U}_G} = 1 + \frac{\bar{U}_L}{\bar{U}_G}$ $(\Gamma = 1)$

Fig. 6.4 _ Résultats expérimentaux



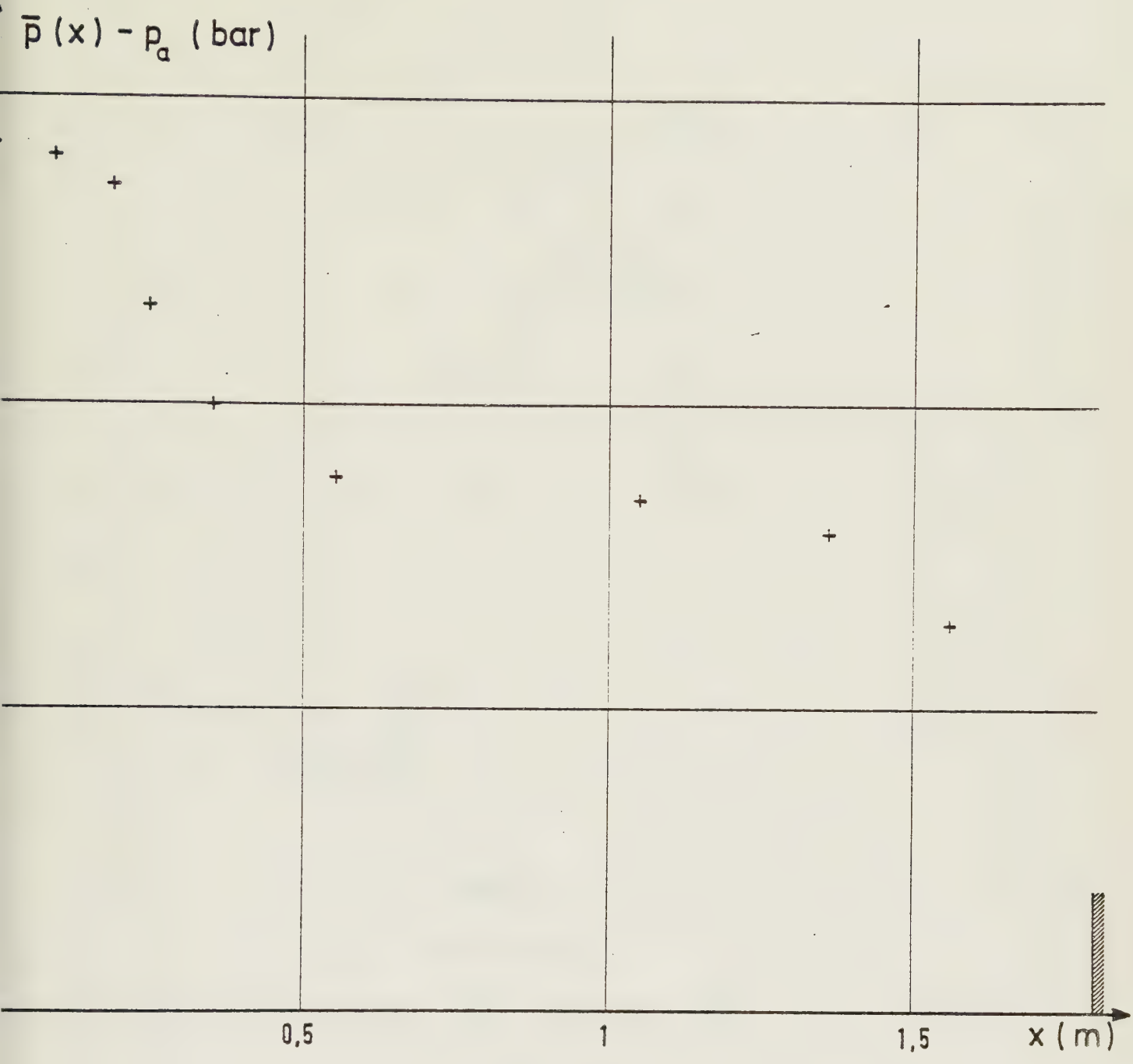
Echelles
- 0,1 s / division
- Capteur n° 1 : 0,14 bar / division
- Capteur n° 2 : 0,12 bar / division

Fig. 6_5 - Fluctuations de pression



Echelles
- 0,1 s / division
- Capteur n° 1 : 0,14 bar / division
- Capteur n° 2 : 0,12 bar / division

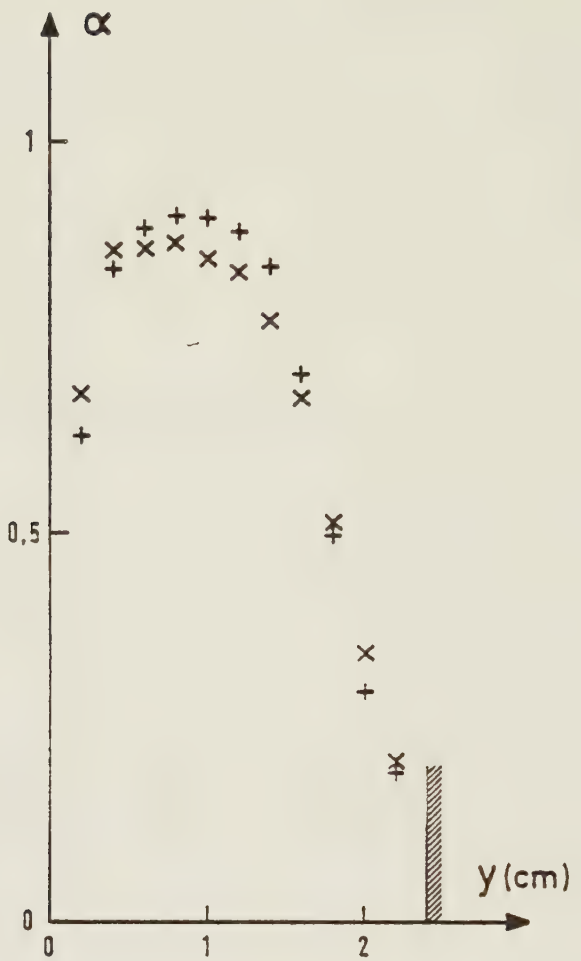
Fig. 6_6 - Fluctuations de pression



CVE 1000 500 D 12

$\bar{U}_L$ = 1,74 m / s $\bar{U}_{G,a}$ = 5,96 m / s

Fig. 6.7 - Variations des pressions relatives moyennes dans l'installation



\+ Dépression

× Surpression

$\bar{U}_L$ = 1,74 m/s $\bar{U}_{G,a}$ = 5,96 m/s

x = 1,55 m

CVE 1000 500 D 12

Fig. 6.8 – Taux de vide pendant les phases de dépression et de surpression

TABLES

a - Plaque poreuse : Variété BM 100 de chez Métafram
épaisseur : 3 mm

b - Grilles

d (mm)	EPAISSEUR (mm)	ENTRAXE (mm)
0,8	0,5	1,5
3	2	5

Tableau 3 _ 1 _ Caractéristiques des grilles et plaque

$\mu\zeta$	0,5										1										1,5									
α_s \ l_{c*}	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09	0,10	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09	0,10	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09	0,10
0,5	499	498	496	495	494	493	492	491	490	489	498	495	493	490	488	486	484	482	480	478	496	493	489	486	482	479	476	473	470	467
0,6	599	598	597	595	594	593	592	591	590	589	598	595	593	591	589	586	584	582	580	578	596	593	590	586	583	580	577	574	571	568
0,7	699	698	697	696	695	694	693	692	691	690	698	696	694	692	690	688	686	684	682	681	697	694	691	688	685	682	679	676	674	671
0,8	799	798	798	797	796	795	795	794	793	793	798	797	795	794	792	791	789	788	786	785	798	795	793	791	788	786	784	781	779	777
0,9	900	899	899	898	898	897	897	897	896	896	899	898	897	896	896	895	894	893	892	891	899	897	896	895	893	892	891	889	888	887

$\mu\zeta$	2										2,5									
α_s \ l_{c*}	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09	0,10	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09	0,10
0,5	495	490	486	481	477	473	469	465	461	457	494	488	482	477	471	466	461	457	452	448
0,6	595	591	586	582	577	573	569	565	561	557	594	588	583	577	572	567	562	557	552	548
0,7	696	692	688	684	680	676	672	668	665	661	695	690	685	680	675	670	665	661	656	652
0,8	797	794	790	787	784	781	778	775	772	769	796	792	788	784	780	776	772	769	765	761
0,9	898	896	895	893	891	889	887	885	883	882	898	895	893	891	888	886	884	881	879	876

Tableau 3.2

Variations de $\alpha.10^3$ en fonction de α_s , l_{c*} , $\mu\zeta$

$\bar{U}_{G,a}$ m/s / $\bar{U}_L$ m/s	4,26		5,11		5,96	
	$\bar{p}(x_n)$	σ/m	$\bar{p}(x_n)$	σ/m	$\bar{p}(x_n)$	σ/m
2,12	127	1	153	1	170	1
	127	3	156	5	175	4
	127	2	152	2	169	1
	111	4	136	3	151	4
	86	3	107	3	122	4
	75	3	91	4	101	4
	56	5	68	7	78	9
	43	3	51	3	58	3
	34	3	40	5	44	2
	26	2	29	4	32	2
	18	6	22	9	22	6
2,89	221	1	245	2	279	3
	223	2	248	3	283	4
	216	1	239	1	271	3
	196	1	218	2	252	4
	148	1	166	3	194	3
	131	1	148	2	169	3
	97	5	105	2	122	3
	79	1	91	3	97	4
	65	2	71	2	80	3
	46	2	50	3	57	5
	35	9	34	6	38	8
3,66	313	1	349	1	384	1
	322	2	355	2	392	1
	301	1	334	1	369	1
	278	2	310	1	349	1
	203	1	231	2	261	1
	179	2	203	1	227	2
	136	6	153	4	177	4
	118	4	132	1	145	1
	93	2	106	1	113	2
	65	2	70	3	76	2
	43	12	49	3	52	1

CV E 1000 500 S.C $d = 0,8$ mm $L_E = 200$ mm

Table n° 4.1 _ Mesure des pressions tout au long de l'installation

$\bar{p}(x_n)$ mb ; σ/m %

Table n°4.2a- Pression en tête et variations de pression adimensionnelles, dispersion des résultats (%)

Configuration CVE 1000 500 Poreux S.C

$\bar{U}_{G,a}$ m/s / $\bar{U}_L$ m/s	0		4,26		5,11		5,96	
	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$
2,12	0,73	3	3,08	1	3,52	1	3,93	1
	0,06	10^2	0,04	10^2	0,02	10^2	0,07	10^2
	0,11	30	0,12	40	0,11	30	0,08	60
	0,04	10^2	0,21	40	0,21	30	0,19	60
	0,19	40	0,82	8	0,85	3	0,91	7
	0,20	50	1,22	6	1,32	2	1,45	5
	0,17	10^2	1,73	10	1,97	5	2,11	7
2,89	0,78	2	2,65	1	2,99	0	3,31	1
	0,02	90	0,03	10^2	0,06	10^2	0,01	10^3
	0,04	35	0,07	20	0,07	50	0,09	14
	0,01	10^2	0,12	30	0,14	40	0,16	25
	0,16	15	0,70	2	0,77	4	0,87	3
	0,19	20	1,00	1	1,10	4	1,27	3
	0,19	60	1,40	4	1,57	2	1,84	3
3,66	0,76	1	2,23	1	2,52	1	2,74	1
	0,03	50	0,04	10^2	0,05	60	0,05	10^2
	0,03	40	0,05	25	0,05	30	0,06	50
	0,02	10^2	0,14	40	0,16	30	0,17	30
	0,19	9	0,68	3	0,74	2	0,78	3
	0,22	14	0,92	3	1,00	2	1,07	3
	0,19	40	1,18	5	1,37	3	1,44	4

a) L_E = 200 mm

x_n (cm)	0	9,6	14,4	19	21	25	35
DERIVE DES ZEROS mb	+3	+1	+3	+1	+1	0	+3

$\bar{U}_{G,a}$ m/s / $\bar{U}_L$ m/s	0		4,26		5,11		5,96	
	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$
2,12	0,65	1	3,36	2	3,66	1	4,05	1
	0,02	10^2	0,13	70	0,14	6	0,17	30
	0,13	13	0,80	6	0,90	7	0,92	5
	0,07	30	1,01	4	1,09	8	1,21	2
	0,20	10	1,60	1	1,75	3	1,87	1
	0,25	11	1,94	1	2,14	3	2,29	2
	0,15	50	1,97	3	2,21	4	2,37	4
2,89	0,72	2	2,75	1	3,11	1	3,39	0
	0,03	30	0,12	7	0,14	30	0,23	20
	0,13	9	0,67	4	0,74	4	0,79	4
	0,05	25	0,86	9	0,87	4	1,10	3
	0,15	11	1,29	4	1,42	1	1,64	0
	0,18	10	1,49	5	1,67	2	1,87	3
	0,11	30	1,59	7	1,76	3	2,00	3
3,66	0,76	1	2,37	1	2,63	1	2,93	1
	0,05	50	0,10	30	0,09	60	0,14	40
	0,16	6	0,61	2	0,64	2	0,71	3
	0,11	20	0,75	5	0,79	4	0,88	9
	0,20	10	1,14	1	1,19	7	1,34	2
	0,22	14	1,29	1	1,41	1	1,52	1
	0,19	30	1,40	2	1,53	3	1,69	3

b) L_E = 100 mm en tête

x_n (cm)	0	9,6	14,4	19	21	25	35
DERIVE DES ZEROS mb	-1	-1	0	0	1	1	5

Table n°4.2.b- Pression en tête et variations de pression adimensionnelles, dispersion des résultats (%)

Configuration CVE 1000 500 d = 0,8 mm s.c

$\bar{U}_{G,a}$ m/s / $\bar{U}_L$ m/s	0		4,26		5,11		5,96	
	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$
2,12	0,67	4	3,09	0	3,54	1	3,88	0
	-0,06	60	-0,05	50	-0,10	40	-0,06	10^2
	-0,04	70	-0,02	10^2	-0,09	30	-0,02	10^2
	-0,06	70	0,07	30	0,01	10^2	0,06	10^2
	0,13	40	0,82	3	0,80	4	0,93	6
	0,19	40	1,26	2	1,30	3	1,51	5
	0,14	70	1,71	3	1,81	5	2,11	7
2,89	0,73	1	2,58	2	2,97	0	3,22	1
	-0,08	40	-0,04	80	-0,13	40	-0,13	70
	-0,06	40	-0,02	10^2	-0,09	50	-0,08	90
	-0,08	30	0,11	40	0,00	10^3	0,03	10^2
	0,09	22	0,79	2	0,78	3	0,82	8
	0,12	16	1,09	2	1,30	3	1,20	6
	0,08	40	1,40	4	1,51	6	1,66	4
3,66	0,77	1	2,23	1	2,51	1	2,79	1
	-0,05	30	-0,05	80	-0,05	10^2	-0,07	10^2
	-0,04	30	-0,02	10^2	-0,03	10^2	-0,04	10^2
	-0,04	60	0,11	40	1,28	40	0,10	60
	0,13	13	0,75	3	0,80	3	0,82	2
	0,17	15	0,99	2	1,08	2	1,12	2
	0,17	23	1,24	4	1,40	3	1,52	4

a) L_E = 200 mm

x_n (cm)	0	9,6	14,4	19	21	25	35
DERIVE DES ZEROS mb	-1	+2	0	-2	+2	-2	+2

$\bar{U}_{G,a}$ m/s / $\bar{U}_L$ m/s	0		4,26		5,11		5,96	
	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$
2,12	0,74	3	3,30	2	3,76	1	4,13	1
	-0,09	30	0,09	60	0,13	40	0,15	70
	0,04	60	0,71	4	0,87	6	0,95	6
	0,02	10^2	0,86	5	1,06	1	1,11	11
	0,12	30	1,28	2	1,55	5	1,66	2
	0,15	40	1,60	2	1,89	4	2,06	2
	0,22	70	1,80	6	2,01	4	2,21	5
2,89	0,70	3	2,68	1	3,06	1	3,37	0
	-0,07	40	0,12	60	0,05	10^2	0,08	10^2
	0,01	10^2	0,62	5	0,65	5	0,74	4
	0,05	70	0,76	2	0,81	9	0,91	7
	0,07	40	1,12	2	1,20	3	1,34	2
	0,10	40	1,38	2	1,47	4	1,64	2
	0,11	40	1,47	6	1,65	7	1,83	4
3,66	0,73	1	2,27	2	2,59	1	2,83	1
	-0,07	11	0,09	50	0,10	40	0,04	10^2
	0,03	40	0,54	4	0,60	3	0,64	2
	0,02	90	0,64	3	0,72	4	0,74	7
	0,10	12	1,01	1	1,07	2	1,10	7
	0,14	16	1,17	0	1,29	2	1,39	2
	0,16	30	1,27	3	1,41	2	1,55	5

b) L_E = 100 mm en tête

x_n (cm)	0	9,6	14,4	19	21	25	35
DERIVE DES ZEROS mb	+1	0	0	+1	0	-1	+1

Table n°4.2.c - Pression en tête et variations de pression adimensionnelles, dispersion des résultats (%)

Configuration C V E 1000 500 $\lambda = 3$ mm S.C

$\bar{U}_{G,a}$ m/s / $\bar{U}_L$ m/s	0		4,26		5,11		5,96	
	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$
2,12	0,79	30	3,02	1	3,51	1	3,83	0
	-0,04	10^3	-0,14	50	-0,18	40	-0,15	30
	-0,03	10^3	-0,11	50	-0,20		-0,13	20
	0,15	10^2	0,10	60	0,15	60	0,12	30
	0,12	10^2	0,86	4	0,89	6	0,98	1
	0,19	10^2	1,31	3	1,40	5	1,52	1
	0,19	10^2	1,72	5	1,93	6	2,10	5
2,89	0,70	2	2,56	1	2,92	1	3,23	1
	-0,11	30	-0,10	80	-0,15	30	-0,12	40
	0,11	20	-0,06	60	-0,12	30	-0,10	40
	0,13	30	0,03	10^2	0,06	10^2	0,02	10^2
	0,07	40	0,79	3	0,83	3	0,92	3
	0,16	30	1,14	3	1,24	2	1,35	3
	0,22	30	1,43	4	1,55	4	1,76	4
3,66	0,77	3	2,24	1	2,51	1	2,79	0
	-0,07	40	-0,12	25	-0,09	80	-0,07	70
	-0,06	30	-0,06	35	-0,05	60	-0,05	50
	0,06	60	0,02	10^2	0,04	10^2	0,07	10^2
	0,14	20	0,73	2	0,82	3	0,87	2
	0,22	20	1,00	1	1,12	2	1,21	2
	0,24	30	1,21	2	1,38	5	1,54	3

a) L_E = 200 mm

x_n (cm)	0	9,6	14,4	19	21	25	35
DERIVE DES ZEROS mb	-4	-4	-5	+7	-5	-2	-1

$\bar{U}_{G,a}$ m/s / $\bar{U}_L$ m/s	0		4,26		5,11		5,96	
	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$
2,12	0,64	2	3,19	2	3,69	1	3,99	1
	0,00	10^3	0,12	10^2	0,13	40	0,20	30
	0,11	30	0,84	6	0,91	4	1,00	6
	0,07	70	0,88	11	0,98	5	1,11	6
	0,14	30	1,26	2	1,40	2	1,57	2
	0,10	70	1,52	2	1,70	3	1,88	2
	0,06	10^2	1,58	2	1,84	6	2,00	4
2,89	0,73	3	2,66	1	3,02	1	3,37	4
	0,01	10^2	0,13	50	0,16	3	0,19	2
	0,06	11	0,69	3	0,75	3	0,81	4
	0,03	40	0,80	3	0,87	4	0,95	3
	0,09	12	1,14	1	1,25	1	1,36	2
	0,10	16	1,35	2	1,50	2	1,64	2
	0,12	13	1,48	3	1,64	3	1,79	2
3,66	0,76	2	2,32	1	2,61	1	2,88	1
	-0,01	80	0,07	50	0,10	70	0,10	40
	0,06	12	0,58	1	0,64	5	0,69	3
	0,04	20	0,68	6	0,76	5	0,81	3
	0,13	4	0,99	1	1,07	3	1,18	2
	0,16	8	1,18	1	1,30	2	1,44	0
	0,14	14	1,24	3	1,43	4	1,55	2

b) L_E = 100 mm en tête

x_n (cm)	0	9,6	14,4	19	21	25	35
DERIVE DES ZEROS mb	+1	+3	+5	+5	+3	0	+2

Table n°4.2.a.- Pression en tête et variations de pression adimensionnelles, dispersion des résultats (%)

Configuration CVE 1000 500 d = 3 mm S.C

$\bar{U}_{G,a}$ m/s / $\bar{U}_L$ m/s	0		4,26		5,11		5,96	
	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$
2,12								
2,89								
3,66								

a) L_E = 200 mm

x_n (cm)							
DERIVE DES ZEROS mb							

$\bar{U}_{G,a}$ m/s / $\bar{U}_L$ m/s	0		4,26		5,11		5,96	
	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$
2,12	0,74	7	3,30	3	3,67	1	4,13	1
	0,09	40	0,01	10^2	0,00	10^3	0,06	10^2
	-0,01	10^2	0,06	70	0,08	90	0,23	30
	0,18	30	0,90	1	1,05	5	1,34	6
	0,17	40	1,31	1	1,52	6	1,84	6
	0,17	40	1,67	4	1,93	4	2,27	5
2,89	0,81	6	2,69	1	3,06	2	3,35	1
	0,02	50	0,02	10^2	0,04	71	0,02	10^2
	-0,01	40	0,04	10^2	0,10	51	0,08	90
	0,13	8	0,75	2	0,82	2	0,86	3
	0,16	5	1,09	3	1,21	2	1,32	2
	0,16	20	1,37	3	1,58	3	1,73	4
3,66	0,79	1	2,32	1	2,58	0	2,86	1
	0,03	20	0,04	35	0,04	30	0,04	50
	-0,01	10^2	0,10	30	0,10	40	0,14	30
	0,14	9	0,71	1	0,76	3	0,81	1
	0,15	16	0,98	2	1,06	2	1,16	2
	0,15	16	1,24	3	1,38	4	1,51	2

b) L_E = 100 mm en bout

x_n (cm)	0	4,4	9	11	15	25	
DERIVE DES ZEROS mb	2	3	1	2	0	0	

$\bar{U}_L$ m/s	$\bar{U}_{G,a}$ m/s — x cm / y cm	4,26 — 6,2	4,26 — 12,3	4,26 — 18,4	5,11 — 6,2	5,11 — 12,3	5,11 — 18,4	5,96 — 6,2	5,96 — 12,3	5,96 — 18,4
2,12	0,4		0	7 7		1	1 8 4		1	2 3 2
	0,6		0	1 2		1	2 1		1	3 1
	0,8		0	3		1	5		1	6
	1,0		0	5		1	5		2	5
	1,2		0	1 0		2	1 2		1	7
	1,4		0	1 8		1	2 4		2	1 4
	1,6		1	3 6		2	5 2		2	4 1
	1,8		2	8 0		3	1 0 6		2	1 0 0
	2		2	1 4 4		1	1 9 8		2	1 9 9
	2,2		2	2 4 2		2	3 0 3		2	3 3 5
2,89	0,4		non effectuée	7		non effectuée	2 0		1	2 8
	0,6			5			8		1	1 0
	0,8			8			9		2	1 0
	1,0			1 0			1 1		4	1 3
	1,2			1 1			1 3		6	1 4
	1,4			1 3			1 4		7	1 6
	1,6			2 2			2 4		7	2 7
	1,8			4 0			4 5		7	5 0
	2,0			9 0			1 0 5		6	1 1 5
	2,2			1 5 6			1 8 2		4	1 9 7
3,67	0,4		non effectuée	6		non effectuée	5		2	7
	0,6			1 0			9		3	8
	0,8			1 1			1 1		3	1 1
	1,0			1 5			1 3		6	1 4
	1,2			1 7			1 6		6	1 8
	1,4			1 9			1 7		9	1 7
	1,6			2 1			2 1		1 1	2 5
	1,8			3 2			2 9		9	3 3
	2,0			5 1			5 1		1 1	6 1
	2,2			7 7			7 8		9	1 0 1

Configuration CVE 1000 500
S.C L_E = 200 mm poreux

$x = 6,2$ cm : non effectuée
$x = 12,3$ cm : $16 \leq T_{air} \leq 17,5°C$; $25 \leq T_{eau} \leq 27°C$
$x = 18,4$ cm : $14 \leq T_{air} \leq 16,5°C$; $21 \leq T_{eau} \leq 25,5°C$

Table n° 4.3.a - Taux de vide (‰)

$\bar{U}_{G,a}$ m/s		4,26			5,11			5,96		
$\bar{U}_L$ m/s	x cm / y cm	6,2	12,3	18,4	6,2	12,3	18,4	6,2	12,3	18,4
2,12	0,4	7	12	46	47	28	46	28	39	51
	0,6	2	16	44	6	24	48	15	35	50
	0,8	3	21	50	5	27	54	10	36	54
	1,0	6	25	62	7	26	61	7	39	61
	1,2	17	36	67	13	34	69	8	35	70
	1,4	28	42	79	23	36	75	17	45	77
	1,6	53	52	82	42	50	84	38	61	86
	1,8	89	58	74	93	66	85	45	67	91
	2	13	73	68	?	74	84	73	79	94
	2,2	?	73	59	?	79	80	96	89	89
2,89	0,4	0	23	47	29	31	49	20	47	52
	0,6	0	18	48	15	22	52	0	37	55
	0,8	0	24	57	18	26	57	0	31	60
	1,0	1	34	63	8	34	64	0	30	65
	1,2	11	45	70	11	48	74	4	41	71
	1,4	21	55	87	12	54	82	8	54	78
	1,6	35	65	91	32	65	90	19	70	90
	1,8	54	83	93	45	78	94	34	79	90
	2,0	85	90	91	70	92	91	66	89	94
	2,2	?	95	92	?	97	85	53	96	88
3,67	0,4	0	10	43	0	12	52	0	15	56
	0,6	0	13	51	0	23	58	0	22	64
	0,8	0	24	57	0	21	71	0	28	72
	1,0	0	36	69	0	31	71	0	34	81
	1,2	0	52	82	0	42	93	0	48	100
	1,4	0	63	96	4	54	97	16	58	101
	1,6	16	68	108	13	62	109	22	72	118
	1,8	12	85	115	26	69	121	21	83	122
	2,0	44	92	112	26	84	117	51	91	116
	2,2	61	105	114	79	90	114	?	96	114

Configuration CVE 1000 500

S.C $L_E = 200$ mm $d = 0,8$ mm

$x = 6,2$ cm : Températures non relevées

$x = 12,3$ cm : $16 \leq T_{air} \leq 17,5$ °C ; $21,5 \leq T_{eau} \leq 26,5$ °C

$x = 18,4$ cm : $14,5 \leq T_{air} \leq 17$ °C ; $21,5 \leq T_{eau} \leq 26,5$ °C

Table n°4.3.b - Taux de vide (‰)

$\overline{U}_{G,a}$ m/s		4,26			5,11			5,96		
$\overline{U}_L$ m/s	x cm / y cm	6,2	12,3	18,4	6,2	12,3	18,4	6,2	12,3	18,4
2,12	0,4	0	13	15	0	12	21	1	17	22
	0,6	0	17	25	1	18	41	1	16	37
	0,8	0	21	31	7	22	59	0	29	40
	1,0	0	28	48	4	26	64	2	29	57
	1,2	8	36	64	9	30	78	5	33	87
	1,4	14	46	78	13	38	107	7	40	102
	1,6	14	51	108	16	51	127	12	45	115
	1,8	25	58	113	21	58	142	18	66	151
	2	29	75	140	28	68	158	27	64	167
	2,2	34	73	170	38	77	199	37	93	208
2,89	0,4	0	11	14	0	11	13	0	12	14
	0,6	0	13	25	0	17	25	0	18	22
	0,8	0	17	36	0	15	34	0	19	33
	1,0	0	21	45	0	22	42	0	25	44
	1,2	9	27	62	0	27	64	0	34	66
	1,4	5	31	79	5	31	84	0	38	77
	1,6	6	34	99	8	32	107	5	44	105
	1,8	10	43	125	12	41	140	8	50	113
	2,0	12	47	156	14	56	170	14	60	134
	2,2	13	55	189	17	66	188	16	74	154
3,67	0,4	0	10	6	0	12	7	2	13	7
	0,6	0	15	11	0	18	10	0	17	15
	0,8	0	25	20	0	27	20	0	21	23
	1,0	0	35	30	0	36	31	0	32	30
	1,2	4	42	42	0	34	39	5	42	47
	1,4	4	55	57	0	47	61	5	49	68
	1,6	6	61	74	8	48	74	9	54	91
	1,8	10	76	95	10	57	95	13	59	108
	2,0	9	70	125	14	59	126	18	66	134
	2,2	10	87	160	13	64	160	15	75	171

Configuration CVE 1000 500

S.C $L_E = 200$ mm $d = 3$ mm

$x = 6,2$ cm : $\tau_{air} = 20°C$; $27 \leq \tau_{eau} \leq 31°C$

$x = 12,3$ cm : $\tau_{air} = 17°C$; $19,5 \leq \tau_{eau} \leq 30°C$

$x = 18,4$ cm : $\tau_{air} = 17°C$; $22 \leq \tau_{eau} \leq 28°C$

Table n° 4.3.c – Taux de vide (°/oo)

$\bar{U}_{G,a}$ m/s		4,26			5,11			5,96		
$\bar{U}_L$ m/s	x cm / y cm	6,2	12,3	18,4	6,2	12,3	18,4	6,2	12,3	18,4
2,12	0,4	0	7 4 8	6 3 7	1	7 3 3	5 9 3	6	7 3 7	5 7 4
	0,6	1	7 4 4	6 2 7	1	7 4 0	6 0 4	7	7 5 6	6 1 7
	0,8	0	3 3 9	6 0 5	0	4 0 5	6 4 9	2	4 3 7	7 0 0
	1,0	0	1 0 5	5 7 8	0	1 7 0	6 7 4	0	2 2 8	7 3 2
	1,2	0	3 0	5 4 2	0	7 6	6 8 9	0	1 1 4	7 6 0
	1,4	0	2 5	5 1 2	1	4 6	6 6 0	0	6 9	7 6 5
	1,6	2	4 2	5 1 1	2	7 7	6 6 6	1	9 5	7 4 8
	1,8	2	9 8	5 0 3	2	1 5 6	6 2 5	1	1 7 7	7 0 9
	2	3	2 3 2	5 2 6	2	2 9 3	5 7 9	2	3 1 5	6 1 3
	2,2	3	4 5 4	5 4 5	2	5 0 0	5 3 0	2	5 3 0	5 0 7
2,89	0,4	non effectuée	6 8 4	5 8 3	non effectuée	7 1 0	5 7 4	0	7 1 7	5 9 9
	0,6		7 1 0	5 4 4		7 3 7	5 5 2	0	7 3 6	5 8 2
	0,8		2 5 4	4 6 2		3 0 9	5 1 1	0	3 4 8	5 6 1
	1,0		5 4	4 0 2		7 9	4 9 2	0	1 2 5	5 3 1
	1,2		1 4	3 7 5		2 3	4 6 0	0	4 4	4 9 9
	1,4		1 2	3 8 1		1 4	4 2 9	1	2 2	4 9 0
	1,6		1 8	3 6 7		2 4	4 3 3	1	3 9	4 8 5
	1,8		4 2	3 9 2		5 9	4 2 8	1	8 6	4 8 8
	2,0		1 2 8	4 3 7		1 4 6	4 7 2	2	2 1 3	5 0 8
	2,2		3 0 9	5 1 0		3 5 5	5 0 1	2	4 1 6	5 1 6
3,67	0,4	non effectuée	6 1 1	5 5 5	non effectuée	6 2 9	5 6 3	0	6 6 3	5 7 5
	0,6		6 3 9	4 7 9		6 6 8	4 9 5	0	6 9 6	5 2 8
	0,8		2 1 2	3 5 2		2 5 2	3 9 1	0	2 8 5	4 3 2
	1,0		5 1	2 4 9		5 8	3 1 5	0	8 0	3 6 6
	1,2		1 1	2 0 5		1 1	2 7 3	1	1 7	3 1 7
	1,4		1 0	2 0 2		8	2 6 9	1	1	3 1 6
	1,6		1 4	2 3 7		1 6	2 8 9	2	1 9	3 3 5
	1,8		3 5	3 0 8		4 1	3 3 1	3	5 6	3 7 7
	2,0		9 3	3 9 5		1 3 0	4 2 1	5	1 6 4	4 4 6
	2,2		2 4 5	5 0 2		3 2 3	5 0 0	6	3 7 3	5 1 9

Configuration CVE 1000 500
s.c L_E = 100 mm poreux

x = 6,2 cm : $15 \leq T_{air} \leq 16°C$; $20 \leq T_{eau} \leq 23,5°C$
x = 12,3cm : $14 \leq T_{air} \leq 16,5°C$; $19,5 \leq T_{eau} \leq 25°C$
x = 18,4cm : $13 \leq T_{air} \leq 15,5°C$; $19,5 \leq T_{eau} \leq 23°C$

Table n° 4.3.d_ Taux de vide (°/oo)

$\bar{U}_{G,a}$ m/s		4,26			5,11			5,96		
$\bar{U}_L$ m/s	y cm \ x cm	6,2	12,3	18,4	6,2	12,3	18,4	6,2	12,3	18,4
2,12	0,4	61	592	616	66	601	613	75	615	612
	0,6	41	463	651	52	522	696	60	538	702
	0,8	34	312	681	41	411	730	38	448	745
	1,0	34	221	686	32	317	742	27	369	767
	1,2	38	144	677	33	234	752	25	280	778
	1,4	54	154	674	37	218	753	33	270	781
	1,6	59	202	651	50	275	735	36	316	772
	1,8	87	296	622	62	365	695	65	409	742
	2	102	446	560	79	516	628	73	516	678
	2,2	122	617	488	136	632	534	150	621	561
2,89	0,4	44	412	581	47	434	602	54	463	602
	0,6	30	191	555	37	226	568	40	256	580
	0,8	23	92	493	29	120	512	35	130	546
	1,0	24	72	462	27	84	475	34	83	521
	1,2	30	76	416	40	82	449	43	89	477
	1,4	44	90	414	46	106	444	50	121	475
	1,6	54	137	417	62	153	452	58	161	489
	1,8	71	193	452	76	213	486	79	235	515
	2,0	95	317	514	93	359	529	106	373	538
	2,2	113	524	540	124	561	565	132	567	572
3,67	0,4	40	255	535	55	275	551	65	304	578
	0,6	38	122	449	48	130	473	51	159	517
	0,8	31	72	368	31	72	400	40	80	435
	1,0	31	67	317	29	70	359	33	71	397
	1,2	35	84	283	38	77	327	40	88	364
	1,4	48	106	294	54	111	343	52	114	371
	1,6	64	133	326	68	144	352	69	149	391
	1,8	85	159	384	83	191	417	84	203	435
	2,0	98	242	465	97	280	492	102	293	496
	2,2	106	408	523	116	446	544	121	499	571

Configuration CVE 1000 500

S.C $L_E = 100$ mm $d = 0,8$ mm

$x = 6,2$ cm : $13 \leq T_{air} \leq 14,5$ °C ; $21 \leq T_{eau} \leq 24$ °C

$x = 12,3$ cm : $14 \leq T_{air} \leq 16$ °C ; $20,5 \leq T_{eau} \leq 25$ °C

$x = 18,4$ cm : $14,5 \leq T_{air} \leq 17$ °C ; $22 \leq T_{eau} \leq 26$ °C

Table n° 4.3.e – Taux de vide (°/oo)

$\bar{U}_{G,a}$ m/s		4,26			5,11			5,96		
$\bar{U}_L$ m/s	x cm / y cm	6,2	12,3	18,4	6,2	12,3	18,4	6,2	12,3	18,4
2,12	0,4	1	593	623	1	596	618	1	637	626
	0,6	3	464	676	7	513	679	4	556	697
	0,8	5	379	694	6	432	719	9	449	731
	1,0	8	265	708	11	367	737	18	373	741
	1,2	23	232	699	29	322	746	32	345	751
	1,4	27	233	691	39	302	738	51	343	749
	1,6	42	304	649	66	379	723	82	398	723
	1,8	61	411	607	93	464	684	98	495	708
	2	85	588	541	118	585	618	141	619	650
	2,2	129	698	453	177	677	526	200	706	575
2,89	0,4	2	445	543	4	503	545	7	533	543
	0,6	6	254	532	9	354	539	5	351	554
	0,8	10	140	491	13	219	543	11	237	530
	1,0	18	103	460	16	149	513	18	173	520
	1,2	25	118	447	24	132	503	25	167	529
	1,4	44	147	422	35	165	491	33	184	519
	1,6	60	208	422	62	235	493	47	264	526
	1,8	83	331	449	73	371	503	68	430	533
	2,0	104	512	473	104	564	521	89	571	548
	2,2	93	690	501	97	712	525	101	729	550
3,67	0,4	3	303	505	2	358	541	3	411	530
	0,6	5	141	429	6	176	474	5	213	495
	0,8	9	78	359	12	98	407	10	133	430
	1,0	18	80	320	15	86	358	19	98	406
	1,2	29	102	301	28	114	332	30	121	380
	1,4	40	135	319	47	145	335	58	152	391
	1,6	56	187	344	72	198	370	70	223	410
	1,8	78	270	396	89	310	419	83	335	444
	2,0	72	421	453	86	482	487	89	513	497
	2,2	75	594	499	78	660	534	92	643	539

Configuration CVE 1000 500
S.C L_E = 100 mm d = 3 mm

$x = 6,2$ cm : $13 \leq T_{air} \leq 15,5$ °C ; $19 \leq T_{eau} \leq 24,5$°C
$x = 12,3$ cm : $14 \leq T_{air} \leq 17$°C ; $22 \leq T_{eau} \leq 27,5$°C
$x = 18,4$ cm : $16 \leq T_{air} \leq 17,5$°C ; $18,5 \leq T_{eau} \leq 22,5$°C

Table n° 4.3.ç - Taux de vide (°/oo)

$\overline{U}_{G,a}$ m/s		4,26			5,11			5,96		
$\overline{U}_L$ m/s	x cm / y cm	6,2	12,3	18,4	6,2	12,3	18,4	6,2	12,3	18,4
2,12	0,4			2,35			2,54			2,67
	0,6			2,32			2,46			2,72
	0,8			2,72			2,72			2,72
	1,0			2,72			2,72			2,72
	1,2			2,72			2,72			2,72
	1,4			2,72			2,72			2,86
	1,6			2,77			2,86			2,92
	1,8			2,82			2,92			2,86
	2			2,82			2,92			2,98
	2,2			2,82			2,92			3,09
2,89	0,4		non effectuée	2,72		non effectuée	2,72			3,03
	0,6						3,43			3,43
	0,8			3,43			3,43			3,43
	1,0			3,43			3,43			3,43
	1,2			3,43			3,50		2,46	3,50
	1,4			3,43			3,50		2,72	3,58
	1,6			3,50			3,50		2,72	3,58
	1,8			3,43			3,58		2,72	3,58
	2,0			3,43			3,43		2,72	3,58
	2,2			3,22			3,35			3,58
3,67	0,4		non effectuée	3,84		non effectuée	3,84			3,50
	0,6			4,15			4,15			4,15
	0,8			4,15			4,15		3,43	4,15
	1,0			4,15			4,15		3,43	4,15
	1,2			4,26			4,26		3,43	4,26
	1,4			4,26			4,26		3,50	4,26
	1,6			4,26			4,26		3,43	4,26
	1,8			4,15			4,04		3,43	4,04
	2,0			3,84			4,04		3,22	4,04
	2,2			3,75			4,04		3,22	4,04

Configuration CVE 1000 500
S.C L_E = 200 mm poreux

Table n° 4.4.a – Vitesses d'interface (m/s)

$\bar{U}_{G,a}$ m/s		4,26			5,11			5,96		
$\bar{U}_L$ m/s	x cm / y cm	6,2	12,3	18,4	6,2	12,3	18,4	6,2	12,3	18,4
2,12	0,4	1,79		2,08	1,82		2,05	1,90		2,08
	0,6			2,25			2,36	1,98		2,28
	0,8		?	2,36	1,82		2,36	1,72		2,43
	1,0			2,36	2,02		2,43	?		2,50
	1,2	2,22		2,43	1,98	?	2,46	1,66	?	2,54
	1,4	2,02	2,13	2,43	2,22		2,46	1,75		2,54
	1,6	2,22	2,13	2,43	2,46		2,50	2,40		2,54
	1,8	2,17	2,13	2,36	2,40		2,43	2,28		2,50
	2	2,22	2,05	2,32	?		2,32	1,98		2,39
	2,2	?	2,05	2,13	?		2,16	2,17		2,28
2,89	0,4			2,68	1,75		2,72	2,84	2,50	2,72
	0,6			2,87			2,92		2,76	2,92
	0,8			3,03			3,10		2,86	3,10
	1,0			3,10			3,22		2,82	3,22
	1,2	2,68	?	3,10		?	3,22		2,82	3,29
	1,4	3,03		3,16	2,46		3,22	3,37	2,82	3,29
	1,6	3,14		3,16	2,46		3,22	2,68		3,22
	1,8	3,25		3,10	2,76		3,16	3,03	?	3,16
	2,0	3,03		3,03	3,03		3,03	3,14		3,10
	2,2	?		2,87	?		2,92	3,64		2,98
3,67	0,4		3,36	3,36		3,36	3,67		3,28	3,58
	0,6		3,36	3,67		3,42	3,76		3,36	3,76
	0,8		3,42	3,84		3,42	3,94		3,42	4,05
	1,0		3,42	4,05		3,50	4,15		3,42	4,15
	1,2		3,36	4,05		3,42	4,15		3,42	4,15
	1,4		3,42	4,15	3,64	3,42	4,15	3,79	3,50	4,15
	1,6	3,37	3,36	4,15	3,37	3,50	4,15	3,96	3,42	4,15
	1,8	4,79	3,36	4,05	3,96	3,50	4,05	4,34	3,36	4,05
	2,0	3,96	3,42	3,94	4,34	3,42	3,94	3,64	3,50	4,05
	2,2	3,37	3,36	3,76	3,96	3,50	3,76		3,36	3,76

Configuration CVE 1000 500

S.C $L_E = 200$ mm $d = 0,8$ mm

Table n°4.4.b – Vitesses d'interface (m/s)

$\bar{U}_{G,a}$ m/s		4,26			5,11			5,96		
$\bar{U}_L$ m/s	x cm / y cm	6,2	12,3	18,4	6,2	12,3	18,4	6,2	12,3	18,4
2,12	0,4		1,92	2,12		2,08	2,12		2,19	2,22
	0,6		2,02	2,43		1,97	2,43		1,97	2,43
	0,8		2,02	2,43		2,02	2,56		2,08	2,56
	1,0		2,08	2,56		2,02	2,56	1,62	1,97	2,56
	1,2		2,19	2,56		2,13	2,56		2,02	2,56
	1,4	1,85	2,08	2,56	1,94	2,08	2,56		2,08	2,56
	1,6	1,85	2,08	2,56	1,65	2,08	2,56	1,94	2,02	2,43
	1,8	2,83	2,08	2,43	2,09	2,08	2,43	1,98	2,08	2,43
	2	1,89	1,97	2,32	1,94	2,02	2,12	2,09	2,02	2,22
	2,2	2,09	2,02	1,95	2,33	2,08	1,95	2,09	2,02	2,03
2,89	0,4		2,72	2,70		2,39	2,86		2,54	2,86
	0,6		2,72	3,04		2,72	3,04		2,92	3,04
	0,8		2,77	3,04		2,92	3,04		2,87	3,48
	1,0		3,22	3,04		3,22	3,04		3,03	3,04
	1,2		3,03	3,04		2,98	3,04		3,03	3,25
	1,4		2,92	3,04		3,09	3,04		3,03	3,04
	1,6		3,15	3,48		3,09	3,04		2,98	3,25
	1,8		3,09	3,04		3,03	3,04	2,64	2,98	3,04
	2,0		2,92	3,04	2,74	3,03	2,86	2,40	3,09	3,25
	2,2	2,20	3,03	2,70	2,48	3,03	2,70	2,33	2,92	2,70
3,67	0,4		3,36			3,58			3,36	
	0,6		3,43			3,50			3,67	
	0,8		3,43			3,43			3,50	
	1,0		3,43			3,58			3,50	
	1,2		3,50	?		3,50	?		3,67	?
	1,4		3,43			3,50			3,58	
	1,6	4,96	3,36			3,58			3,58	
	1,8	3,31	3,50			3,67		3,61	3,67	
	2,0	3,61	3,43		3,05	3,67		3,31	3,58	
	2,2	3,05	3,50		2,94	3,58		2,94	3,58	

Configuration CVE 1000 500
S.C L_E = 200 mm d = 3mm

Table n° 4.4.c – Vitesses d'interface (m/s)

$\bar{U}_{6,a}$ m/s		4,26			5,11			5,96		
$\bar{U}_L$ m/s	x cm / y cm	6,2	12,3	18,4	6,2	12,3	18,4	6,2	12,3	18,4
2,12	0,4		3,84	6,18		3,84	6,56	1,87	4,04	6,56
	0,6		3,67	6,18		3,75	6,70	2,33	4,26	6,85
	0,8		3,43	6,18		3,75	6,85		4,04	7,00
	1,0		3,22	6,18		3,43	6,85		3,84	7,33
	1,2		3,29	5,95		3,58	6,85		3,75	7,33
	1,4		3,67	5,95		3,67	6,70		3,84	7,33
	1,6		3,67	5,83		3,67	6,70		4,15	7,15
	1,8	2,70	3,50	?		3,75	6,56		4,04	7,00
	2	2,70	3,80			4,04	6,70		4,38	6,70
	2,2	2,70	4,09		2,21	4,51	6,56		4,64	6,56
2,89	0,4	non effectuée	4,77	7,50	non effectuée	4,92	8,30		5,00	8,51
	0,6		4,77	7,15		5,08	8,08		5,08	8,51
	0,8		4,20	7,00		4,57	7,87		4,63	8,30
	1,0		4,20	7,00		4,26	7,50		4,44	8,08
	1,2		4,20	6,85		4,32	7,33		4,50	7,87
	1,4		4,20	7,00		4,20	7,33		4,44	7,87
	1,6		4,20	7,00		4,44	7,33		4,57	7,87
	1,8		4,20	7,00		4,57	7,50		4,70	8,08
	2,0		4,44	7,00		4,57	7,50		5,08	8,08
	2,2		4,77	7,00		5,08	7,50		5,34	8,30
3,67	0,4	non effectuée	5,73	8,75	non effectuée	6,05	9,26		6,56	9,69
	0,6		5,83	8,29		6,30	8,87		6,70	9,13
	0,8		5,34	8,18		5,63	8,51		5,83	9,13
	1,0		5,08	7,97		5,25	8,40		5,34	8,75
	1,2		5,16	7,88		5,16	8,40		5,08	8,51
	1,4		5,16	7,88		5,43	8,40		5,53	8,51
	1,6		5,43	7,88		5,53	8,40		5,53	8,75
	1,8		5,43	8,08		5,53	8,51	4,05	5,53	9,00
	2,0		5,53	8,18		5,83	8,75	4,05	5,95	9,13
	2,2		5,83	8,40		6,30	9,00	4,05	6,70	9,69

Configuration CVE 1000 500
S.C L_E = 100 mm poreux

Table n° 4.4.d – Vitesses d'interface (m/s)

$\bar{U}_{G,a}$ m/s		4,26			5,11			5,96		
$\bar{U}_L$ m/s	x cm / y cm	6,2	12,3	18,4	6,2	12,3	18,4	6,2	12,3	18,4
2,12	0,4	2,92	4,32	4,70	2,77	4,57	5,25	2,92	4,77	5,43
	0,6	2,92	4,04	4,85	2,86	4,32	5,08	3,22	4,70	5,53
	0,8	3,22	3,80	4,85	3,22	4,14	5,16	3,22	4,50	5,53
	1,0	3,22	3,80	4,85	3,22	4,14	5,34	3,22	4,32	5,73
	1,2	3,22	3,80	4,85	3,50	4,14	5,53	3,43	4,32	5,73
	1,4	3,15	3,89	4,85	3,22	4,20	5,43	3,35	4,32	5,73
	1,6	3,50	3,94	4,85	3,50	4,32	5,16	3,50	4,38	5,63
	1,8	3,29	4,20	4,85	3,15	4,32	5,00	3,22	4,57	5,63
	2	3,09	4,26	4,85	3,15	4,32	5,00	3,09	4,70	5,43
	2,2	3,03	4,32	4,85	2,86	4,50	5,00	2,86	4,70	5,34
2,89	0,4	3,80	4,44	5,73	3,58	4,57	6,05	3,58	4,70	6,42
	0,6	3,80	4,32	5,43	4,14	4,38	5,63	3,94	4,50	6,18
	0,8	4,26	4,32	5,43	4,14	4,38	5,63	3,94	4,57	6,05
	1,0	4,26	4,38	5,34	4,14	4,57	5,63	3,94	4,57	6,05
	1,2	4,04	4,38	5,16	4,20	4,38	5,63	?	4,70	5,95
	1,4	4,14	4,38	5,16	4,20	4,44	5,63		4,70	5,95
	1,6	4,20	4,38	5,25	4,20	4,57	5,63		4,38	6,05
	1,8	4,14	4,50	5,34	4,32	4,63	?	4,20	4,70	6,05
	2,0	3,99	4,57	5,43	4,20	4,77		4,20	5,00	6,18
	2,2	4,04	4,70	5,53	4,04	5,00		4,20	5,25	6,30
3,67	0,4	4,38	4,85	6,42	4,38	5,00	6,85	4,57	5,16	7,15
	0,6	4,70	5,00	6,18	4,85	4,92	6,56	5,00	5,00	7,00
	0,8	4,85	5,16	6,18	4,77	5,00	6,56	5,00	5,08	6,85
	1,0	4,92	5,16	6,05	5,00	5,00	6,30	4,70	5,25	6,70
	1,2	5,00	5,25	5,95	4,92	5,25	6,30	5,00	5,43	6,70
	1,4	5,00	5,25	6,18	5,08	5,43	6,42	5,08	5,43	6,70
	1,6	5,00	5,43	6,18	5,08	5,43	6,56	5,34	5,43	6,85
	1,8	5,08	5,34	6,05	4,92	5,43	6,56	5,43	5,53	6,85
	2,0	5,08	5,34	6,42	4,92	5,53	6,70	5,25	5,73	7,00
	2,2	5,00	5,53	6,56	4,92	5,73	7,00	5,08	5,95	7,33

Configuration CVE 1000 500
S.C L_E = 100 mm d = 0,8 mm

Table n°4.4.e – Vitesses d'interface (m/s)

$\bar{U}_{G,a}$ m/s		4,26			5,11			5,96		
$\bar{U}_L$ m/s	x cm / y cm	6,2	12,3	18,4	6,2	12,3	18,4	6,2	12,3	18,4
	0,4		5,63	4,92		5,73	5,08		6,30	5,25
	0,6		5,08	4,92		5,73	5,34		5,83	5,63
	0,8	2,77	5,08	4,92		5,73	5,43	3,58	5,83	5,73
	1,0	2,77	4,85	4,92	2,86	5,63	5,43	3,58	5,83	5,73
2,12	1,2	3,50	4,85	4,85	?	5,73	5,43	3,67	5,63	5,95
	1,4	3,22	4,85	4,92		5,73	5,43	3,67	5,73	5,73
	1,6	3,22	4,85	4,85	3,22	5,73	5,53	3,22	5,95	5,63
	1,8	3,22	5,08	4,85	3,29	5,63	5,16	3,43	5,95	5,53
	2	3,03	5,08	4,85	3,29	5,83	5,08	3,22	6,30	5,43
	2,2	3,03	5,26	4,77	3,15	6,30	5,00	3,29	6,56	5,34
	0,4		5,95	5,73		6,56	6,05		6,85	6,56
	0,6	?	5,43	5,73	3,84	6,30	6,18		6,30	6,56
	0,8		5,43	5,63	3,84	5,83	6,05	4,20	6,30	6,42
	1,0		5,34	5,63	3,84	5,83	5,95	4,20	6,30	6,30
2,89	1,2	4,14	5,43	5,53	4,09	5,83	6,05	4,14	6,05	6,18
	1,4	4,14	5,63	5,53	4,20	5,95	5,95	4,09	6,30	6,18
	1,6	4,20	5,73	5,53	4,20	5,95	5,95	4,20	6,30	6,18
	1,8	4,32	5,63	5,83	4,14	6,30	5,95	4,20	6,30	6,30
	2,0	4,32	5,95	5,83	4,14	6,30	6,18	4,20	6,70	6,56
	2,2	4,20	6,05	5,83	4,14	6,56	6,05	4,14	7,00	6,56
	0,4		6,56	6,56		7,15	7,00		7,33	7,15
	0,6	4,32	6,30	6,42	4,32	6,42	6,85	4,63	7,00	7,15
	0,8	4,38	6,56	6,30	4,38	6,70	6,70	4,63	7,00	7,00
	1,0	4,77	6,85	6,30	4,70	7,00	6,56	4,77	7,00	6,85
3,67	1,2	5,00	6,85	6,18	4,85	7,15	6,70	4,63	7,33	7,00
	1,4	5,00	7,15	6,30	4,77	7,15	6,85	4,85	7,33	7,00
	1,6	5,00	7,15	6,42	4,92	7,15	6,85	4,85	7,33	7,00
	1,8	5,16	7,15	6,56	5,08	7,33	6,85	5,00	7,50	7,15
	2,0	5,00	7,00	6,56	5,00	7,50	6,85	5,00	7,87	7,15
	2,2	5,16	7,33	6,85	5,00	7,50	7,00	4,85	8,51	7,33

Configuration CVE 1000 500
S.C L_E = 100 mm d = 3mm

Table n° 4.4.f — Vitesses d'interface (m/s)

x \ z / y	0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0
6,2	2	65	32	31	25	26	26	39	47	62
12,3	16	203	208	225	227	247	239	231	208	195
18,4	16	435	437	440	443	450	436	418	383	329

a) Taux de vide (°/₀₀)

x \ z / y	0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4
6,2	2	4,57	4,38	4,38	4,32	4,20	4,04	3,71	3,71	3,58
12,3	16	5,53	5,43	5,43	5,43	5,43	5,53	5,53	5,53	5,43
18,4	16	6,85	7,00	7,00	7,00	7,15	7,15	7,00	7,00	6,85

b) Vitesses d' interface (m / s)

CVE 1000 500 L_E = 100 mm d = 0,8 mm

références : 71173 , 81173 , 91173

x , y , z en cm

$\overline{U_{G,a}}$ = 5,96 m / s $\overline{U_L}$ = 3,66 m / s

Table n° 4 . 5 _ Mesures locales dans un plan horizontal (S.C)

L_E cm	d mm / $\bar{U}_{G,a}$ / $\bar{U}_L$	Poreux			0,8			3		
		4,26	5,11	5,96	4,26	5,11	5,96	4,26	5,11	5,96
20	2,12	0 0 96	0 0 152	0 0 155	3 38 61	5 47 68	4 53 72	12 39 75	13 37 93	10 40 91
	2,89	0 0 52	0 0 56	0 0 60	2 54 72	3 56 70	3 60 72	4 29 78	5 33 83	4 35 69
	3,66	0 0 25	0 0 25	0 0 32	1 56 81	2 45 87	1 51 91	7 45 62	4 36 64	6 40 65
10	2,12	0 349 569	0 382 629	0 398 648	63 408 631	57 470 677	50 489 685	38 485 623	57 509 660	71 540 701
	2,89	0 289 489	0 301 512	0 332 545	59 198 509	63 305 542	71 318 547	40 375 503	42 394 532	38 443 547
	3,66	0 250 394	0 274 423	0 297 460	59 219 454	66 243 474	70 252 485	36 293 431	40 326 474	40 382 481

Table n°4.6 - Taux de vide moyen (‰) x = 6,2 cm ; 12,3 cm ; 18,4 cm

L_E cm	d mm / $\bar{U}_{G,a}$ / $\bar{U}_L$	Poreux			0,8			3		
		4,26	5,11	5,96	4,26	5,11	5,96	4,26	5,11	5,96
10	2,12	0,54 1,32	0,62 1,70	0,66 1,84	0,69 1,71	0,89 2,10	0,96 2,17	0,94 1,65	1,04 1,94	1,17 2,34
	2,89	0,41 0,96	0,43 1,05	0,50 1,20	0,25 1,04	0,44 1,18	0,47 1,21	0,60 1,01	0,65 1,14	0,80 1,20
	3,66	0,33 0,65	0,38 0,73	0,42 0,85	0,28 0,83	0,32 0,90	0,34 0,94	0,41 0,76	0,48 0,90	0,62 0,93

Table n°4.6.bis $\frac{<\alpha>}{1-<\alpha>}$ x = 12,3 cm ; 18,4 cm

	$\bar{U}_{G,a}$ m/s	4,26	5,62	6,48	6,48	6,48
	Y cm \ $\bar{U}_L$ m/s	2,12	2,12	2,12	2,46	2,9
CV E 1000 d=0,8 mm L_E = 20 cm	0,2	5 2 1	6 0 2	5 4 6	5 2 6	4 6 2
	0,4	7 3 3	7 6 5	7 6 4	7 2 4	6 5 1
	0,6			8 4 3	7 8 7	7 3 2
	0,8	8 1 7	8 5 5	8 7 3	8 0 1	7 7 7
	1,0			8 4 8	8 2 7	7 8 4
	1,2	7 8 8	8 2 6	8 4 0	9 4 0	7 7 2
	1,4			8 0 9	8 5 8	7 5 5
	1,6	7 0 2	7 4 9	7 7 0	7 5 5	7 2 1
	1,8			6 7 4		6 5 3
	2,0	4 1 5	5 2 8	5 5 3	5 3 3	5 3 7
	2,2	2 1 8	3 0 6	3 3 2	1 9 4	3 2 9
CV 500 E 1000 d=0,8mm L_E = 20 cm	0,2	5 2 1	5 1 3	5 3 6	6 7 0	4 7 6
	0,4	7 1 7	7 4 8	7 5 0	7 1 5	6 5 4
	0,6	7 9 0	8 0 7	8 1 2	7 9 6	7 4 5
	0,8	8 0 5	8 3 2	8 3 6	8 1 5	7 8 6
	1,0	8 0 2	8 2 8	8 4 8	8 1 9	7 8 1
	1,2	7 8 0	7 9 6	8 2 6	8 1 2	7 8 2
	1,4	7 3 1	7 6 8	8 0 5	7 8 6	7 6 4
	1,6	6 8 5	7 2 3	7 5 1	7 5 2	7 3 0
	1,8	5 9 4	6 5 9	6 8 3	6 7 8	6 5 3
	2,0	4 4 9	5 1 4	5 5 0	5 5 9	5 6 1
	2,2	2 5 9	3 2 6	3 3 0	3 6 7	3 6 4
CV 500 E 1000 d=3 mm L_E = 20 cm	0,2	5 1 9	5 5 1	5 5 9	5 1 8	5 1 5
	0,4	7 4 4	7 5 8	7 6 2	7 1 4	7 0 1
	0,6	7 9 2	8 2 2	8 2 7	7 9 3	7 7 0
	0,8	8 1 8	8 3 6	8 4 4	8 1 7	7 9 2
	1,0	8 1 3	8 4 8	8 4 9	8 2 7	7 9 3
	1,2	8 0 0	8 3 2	8 3 6	8 2 0	8 0 0
	1,4	7 7 1	7 9 7	8 1 1	7 9 5	7 8 8
	1,6	7 0 4	7 4 4	7 7 8	7 6 4	7 5 3
	1,8	6 1 9	6 6 6	6 9 4	6 9 4	6 9 7
	2,0	4 6 6	5 4 1	5 7 5	5 6 5	6 0 6
	2,2	2 5 1	3 3 7	3 6 3	3 9 1	4 1 6

x = 55 cm , z = 0 , S.C

Table n°4.7.a – Influence des paramètres géométriques sur le taux de vide (en °/oo)

	$\bar{U}_{G,a}$ m/s	4,26	5,62	6,40	6,48	6,48
	$\bar{U}_L$ m/s / Y cm	2,12	2,12	2,12	2,46	2,9
CV E 1000 500 d=3mm L_E = 20 cm	0,2	5 8 3	5 7 7	5 8 5	5 3 5	4 9 5
	0,4	7 9 0	7 8 5	7 9 4	7 5 0	6 8 1
	0,6	8 3 5	8 4 7	8 4 8	8 0 7	7 5 4
	0,8	8 3 9	8 5 3	8 6 3	8 4 7	7 7 8
	1,0	8 2 8	8 4 9	8 5 7	8 3 5	8 1 1
	1,2	8 0 6	8 3 1	8 5 0	8 2 6	7 8 5
	1,4	7 7 5	7 9 9	8 1 8	8 0 0	7 7 0
	1,6	7 0 9	7 5 2	7 7 9	7 5 2	7 2 7
	1,8	6 2 7	6 5 1	6 8 3	6 7 1	6 6 2
	2,0	4 4 6	5 0 9	5 6 0	5 4 8	5 4 6
	2,2	2 4 2	3 0 9	3 4 7	3 4 6	3 6 0
CV E 1000 500 d=0,8mm L_E = 20 cm	0,2	7 7 6	5 9 7	6 7 9	6 0 1	5 0 2
	0,4	7 7 5	7 7 5	7 9 5	7 5 6	7 0 0
	0,6	8 0 5	8 2 1	8 6 0	8 2 4	7 7 2
	0,8	8 0 4	8 3 2	8 6 7	8 4 0	8 1 3
	1,0	7 9 9	8 2 3	8 6 4	8 3 2	8 1 3
	1,2	7 7 6	8 0 1	8 4 5	8 1 5	7 9 3
	1,4	7 3 0	7 7 0	8 1 8	7 9 6	7 7 0
	1,6	7 0 3	7 1 6	7 6 8	7 5 7	7 2 3
	1,8	6 0 8	6 5 0	6 9 1	6 6 1	6 4 6
	2,0	5 8 0	5 4 2	5 5 7	5 6 2	5 3 5
	2,2	4 8 0	4 6 9	3 6 5	3 5 1	3 4 3
CV E 1000 500 poreux L_E = 20 cm	0,2	5 1 1	5 1 7	5 0 8	4 8 4	4 4 6
	0,4	6 9 7	7 1 4	7 1 8	6 8 4	6 3 3
	0,6	7 5 4	7 8 2	7 9 1	7 6 1	7 1 9
	0,8	7 6 7	8 0 5	8 1 2	7 9 0	7 5 3
	1,0	7 6 3	8 0 3	8 1 4	7 8 9	7 6 6
	1,2	7 4 4	7 8 6	7 9 7	7 7 1	7 5 9
	1,4	7 0 8	7 4 7	7 7 1	7 3 9	7 3 4
	1,6	6 3 6	6 8 9	7 0 6	6 9 1	6 9 1
	1,8	5 3 1	5 9 3	6 1 5	6 1 4	6 1 3
	2,0	3 6 5	4 4 6	4 7 8	4 7 5	4 8 1
	2,2	1 6 1	2 2 2	2 5 9	2 6 5	2 6 8

x = 55 cm , z = 0, S.C

Table n°4.7.6_Influence des paramètres géométriques sur le taux de vide (en °/oo)

	$\bar{U}_{G,a}$ m/s	4,26	5,62	6,48	6,48	6,48
	Y cm \ $\bar{U}_L$ m/s	2,12	2,12	2,12	2,46	2,9
CV E 1000 500 d=3mm L_E = 10 cm	0,2	573	579	567	551	501
	0,4	754	772	763	739	674
	0,6	811	827	833	807	744
	0,8	824	850	852	827	775
	1,0	817	850	853	826	790
	1,2	796	837	842	812	777
	1,4	748	802	810	789	764
	1,6	683	735	756	729	719
	1,8	567	644	662	657	644
	2,0	417	491	516	516	521
	2,2	195	295	217	323	339
CV E 1000 500 d= 0,8mm L_E = 10 cm	0,2	551	527	541	522	483
	0,4	744	734	743	714	667
	0,6	802	807	815	786	740
	0,8	814	837	848	814	779
	1,0	811	841	858	829	785
	1,2	791	831	855	823	778
	1,4	765	808	836	800	764
	1,6	703	770	797	754	726
	1,8	601	688	730	692	655
	2,0	446	543	591	561	539
	2,2	245	325	342	350	343
CV E 1000 500 poreux L_E = 10 cm	0,2	529	515	525	479	450
	0,4	700	705	712	681	619
	0,6	760	775	785	752	705
	0,8	770	805	817	786	744
	1,0	765	809	831	791	758
	1,2	734	792	834	780	755
	1,4	681	769	822	750	726
	1,6	615	718	796	709	683
	1,8	512	630	740	619	601
	2,0	367	509	630	495	486
	2,2	187	294	399	297	290

x = 55 cm , z = 0 , S.C

Table n°4.7.c_Influence des paramètres géométriques sur le taux de vide (en °/oo)

L_E mm	d \ $\overline{U_G(x)}$ / $\overline{U_L}$	1,92	2,04	2,45	2,52	2,87
200	poreux	0,56 1,28	0,57 1,34	0,60 1,50	0,61 1,53	0,63 1,70
	0,8	0,61 1,53	0,64 1,78	0,65 1,88	0,65 1,90	0,69 2,22
	3	0,62 1,63	0,62 1,60	0,65 1,88	0,67 2,03	0,66 1,94
100	poreux	0,55 1,22	0,57 1,34	0,60 1,47	0,61 1,53	0,66 1,94
	0,8	0,61 1,53	0,61 1,53	0,65 1,88	0,65 1,82	0,68 2,13
	3	0,61 1,53	0,61 1,53	0,64 1,74	0,65 1,88	0,66 1,94

S.C

Table n°4.8 $\dfrac{<\alpha>}{1-<\alpha>}$ en x = 55 cm (déduit de la table n°4.7)

$\bar{U}_{G,a}$ m/s		4,26	5,62	6,48	6,48	6,48
x cm	$\bar{U}_L$ m/s / y cm	2,12	2,12	2,12	2,46	2,89
55	0,2	776	597	679	601	502
	0,4	775	775	795	756	700
	0,6	805	821	860	824	772
	0,8	804	832	867	840	813
	1,0	799	823	864	832	813
	1,2	776	801	845	815	793
	1,4	730	770	818	796	770
	1,6	703	716	768	757	723
	1,8	608	650	691	661	646
	2,0	580	542	557	562	535
	2,2	480	469	365	351	343
80	0,2	839	485	474	477	402
	0,4	840	746	759	698	670
	0,6	881	852	897	839	807
	0,8	907	907	919	890	863
	1,0	900	902	930	897	873
	1,2	876	880	914	887	850
	1,4	844	830	871	844	814
	1,6	658	722	779	749	705
	1,8	496	636	617	575	559
	2,0	339	440	385	368	356
	2,2	233	361	258	183	169
95	0,2	599	533	491	474	453
	0,4	754	716	743	701	654
	0,6	835	859	872	895	812
	0,8	896	914	938	920	884
	1,0	891	937	944	925	903
	1,2	863	916	948	921	880
	1,4	756	855	897	848	815
	1,6	584	685	753	705	671
	1,8	363	443	518	478	460
	2,0	145	264	306	303	290
	2,2	072	138	188	217	176

Références : 14 12 72 à 20 12 72

CVE 1000 500 S.C.

$d = 0{,}8$ mm , $L_E = 20$ cm , $z = 0$

Table n°4.9.a_Evolution de l'émulsion : taux de vide (‰)

x cm	$\bar{U}_{G,a}$ m/s	4,26	5,62	6,48	6,48	6,48
	y cm \ $\bar{U}_L$ m/s	2,12	2,12	2,12	2,46	2,89
115	0,2	614	529	425	457	371
	0,4	749	658	689	556	607
	0,6	801	765	825	764	777
	0,8	815	820	896	884	871
	1,0	802	837	922	906	891
	1,2	813	785	917	900	879
	1,4	718	640	907	831	799
	1,6	618	607	752	665	679
	1,8	466	424	532	405	454
	2,0	451	310	366	221	293
	2,2	387	266	272	0	171
125	0,2	551	469	442	381	458
	0,4	780	747	722	678	687
	0,6	861	846	834	805	789
	0,8	862	879	888	866	863
	1,0	820	880	921	888	875
	1,2	770	846	900	871	853
	1,4	596	757	850	799	775
	1,6	446	574	667	643	622
	1,8	256	346	420	432	425
	2,0	135	217	219	293	316
	2,2	137	170	150	258	232
145	0,2	553	471	409	469	431
	0,4	805	736	708	701	672
	0,6	869	857	867	817	776
	0,8	855	877	905	852	871
	1,0	816	847	888	860	846
	1,2	718	770	861	814	801
	1,4	571	644	736	720	692
	1,6	415	462	569	557	553
	1,8	289	331	352	395	378
	2,0	201	256	222	256	227
	2,2	158	223	145	161	95

Références : 14 12 72 à 20 12 72

CVE 1000 500 S.C.

$d = 0{,}8$ mm , $L_E = 20$ cm , $z = 0$

Table n°4.9.b. Evolution de l'émulsion : taux de vide (‰)

Position des capteurs : x_n (m) :

0
0,096
0,19
0,21
0,25
0,35
0,55
1,05
1,36
1,56
1,76

$\bar{U}_{G,a}$ m/s / $\bar{U}_L$ m/s	4,26		5,11		5,96	
	$\bar{p}(x_n)$	σ/m	$\bar{p}(x_n)$	σ/m	$\bar{p}(x_n)$	σ/m
2,12	106	3	126	2	142	2
	95	3	115	2	134	2
	93	6	109	4	128	3
	77	6	91	5	103	3
	56	6	64	4	72	3
	49	4	57	2	65	5
	41	1	47	3	50	1
	34	5	39	4	42	1
	24	3	26	4	28	3
	9	6	12	14	12	6
	8	9	10	10	11	8
2,89	171	2	196	2	213	1
	151	3	177	1	198	2
	152	4	173	1	199	2
	120	3	138	1	158	2
	90	5	105	2	119	2
	87	7	98	2	108	2
	73	1	82	2	88	2
	64	1	68	2	75	2
	42	4	48	2	52	1
	22	6	25	7	28	2
	17	6	19	6	20	5
3,66	258	2	293	3	335	2
	200	2	248	4	281	3
	193	2	248	4	278	4
	150	4	185	4	208	2
	119	5	140	4	161	3
	120	3	147	5	162	5
	112	3	126	3	138	1
	89	4	103	5	113	2
	60	3	70	3	77	2
	35	3	40	2	44	4
	28	6	29	3	32	10

Table n° 5.1 _ Mesure des pressions tout au long de l'installation

$\bar{p}(x_n)$ mb ; σ/m %

Table n°5.2.a- Pression en tête et variations de pression adimensionnelles, dispersion des résultats (%)

Configuration CVE 1000 500 Poreux S.V

$\bar{U}_{G,a}$ m/s / $\bar{U}_L$ m/s	0		4,26		5,11		5,96	
	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$
2,12	0,17	20	2,29	5	2,59	1	2,98	1
	0,01	10^2	0,15	1	0,15	8	0,12	17
	-0,10	60	0,12	10	0,13	0	0,08	90
	-0,34	13	0,20	11	0,25	8	0,20	30
	-0,34	17	0,74	2	0,81	1	0,79	5
	-0,29	50	0,89	2	1,01	2	1,00	5
	-0,31	50	1,04	2	1,29	5	1,47	11
2,89	0,20	4	1,89	1	2,20	1	2,44	1
	0,02	30	0,13	12	0,12	15	0,11	7
	0,07	0	0,09	50	0,14	40	0,08	70
	-0,35	4	0,14	30	0,21	20	0,18	30
	-0,38	4	0,55	3	0,66	3	0,67	3
	-0,34	7	0,59	6	0,76	6	0,79	7
	-0,30	10	0,73	10	0,95	7	1,00	7
3,66	0,21	5	1,62	1	1,86	1	2,11	0
	0,14	10^2	0,12	10	0,11	8	0,11	1
	0,04	0	0,10	50	0,14	13	0,08	60
	-0,40	5	0,14	20	0,17	7	0,17	20
	-0,43	3	0,50	3	0,55	2	0,60	2
	-0,44	8	0,51	5	0,58	2	0,65	4
	-0,39	6	0,65	7	0,73	2	0,82	6

a) L_E = 200 mm

x_n (cm)	0	4,4	9,6	19	21	25	35
DERIVE DES ZEROS mb	+1	-8	+1	+1	+2	+2	0

$\bar{U}_{G,a}$ m/s / $\bar{U}_L$ m/s	0		4,26		5,11		5,96	
	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$
2,12	0,19	11	2,35	4	2,69	1	2,94	1
	-0,24	3	0,10	40	0,09	30	0,04	60
	-0,12	30	0,40	4	0,43	15	0,32	40
	-0,54	8	0,40	8	0,46	9	0,46	20
	-0,47	9	0,81	3	0,91	3	0,96	7
	-0,44	17	0,83	1	0,92	6	0,95	16
	-0,33	40	0,93	3	1,07	5	1,10	30
2,89	0,20	9	1,94	1	2,24	1	2,51	2
	-0,09	30	0,10	20	0,10	20	0,12	16
	-0,09	40	0,24	18	0,26	12	0,30	7
	-0,48	8	0,25	13	0,34	13	0,37	6
	-0,43	10	0,60	2	0,69	0	0,76	2
	-0,40	18	0,59	4	0,70	4	0,78	1
	-0,35	30	0,68	9	0,83	11	0,90	4
3,66	0,25	4	1,51	1	1,79	0	2,04	1
	-0,03	20	0,10	30	0,10	20	0,11	19
	-0,05	10^2	0,24	14	0,23	20	0,25	16
	-0,49	5	0,22	11	0,24	30	0,28	14
	-0,44	4	0,53	2	0,57	4	0,63	4
	-0,42	5	0,52	3	0,57	6	0,66	5
	-0,36	9	0,55	5	0,63	6	0,75	6

b) L_E = 100 mm

x_n (cm)	0	4,4	9,6	19	21	25	35
DERIVE DES ZEROS mb	0	-12	0	-5	0	-1	0

Table n°5.2.b– Pression en tête et variations de pression adimensionnelles, dispersion des résultats (%)

Configuration C V E 1000 500 $\lambda = 0,8$ mm S.V

$\bar{U}_{G,a}$ m/s / $\bar{U}_L$ m/s	0		4,26		5,11		5,96	
	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$
2,12	0,50	6	2,55	1	2,92	2	3,22	3
	0,32	4	0,38	4	0,34	10	0,35	5
	-0,11	14	0,34	8	0,35	18	0,34	10
	-0,12	14	0,91	2	0,99	3	1,07	2
	-0,09	30	1,12	2	1,24	4	1,36	2
	-0,11	30	1,32	2	1,60	3	1,68	2
2,89	0,48	4	2,23	1	2,52	1	2,75	1
	0,22	5	0,28	9	0,29	5	0,27	3
	-0,15	19	0,24	6	0,27	13	0,33	11
	-0,16	14	0,79	2	0,86	2	0,92	2
	-0,13	30	0,92	2	1,02	3	1,13	5
	-0,14	30	1,06	8	1,19	4	1,40	4
3,66	0,42	3	1,85	1	2,11	1	2,31	1
	0,16	9	0,25	6	0,27	9	0,22	18
	-0,16	20	0,25	20	0,26	14	0,27	9
	-0,18	14	0,69	4	0,76	2	0,81	2
	-0,14	20	0,79	5	0,89	4	0,94	2
	-0,16	30	0,92	6	1,06	5	1,10	4

a) L_E = 200 mm

x_n (cm)	0	4,4		19	21	25	35
DERIVE DES ZEROS mb	-1	+8		0	0	0	-2

$\bar{U}_{G,a}$ m/s / $\bar{U}_L$ m/s	0		4,26		5,11		5,96	
	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_*$ $[\bar{p}(o)-\bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$
2,12	0,38	3	2,37	1	2,75	1	2,99	2
	0,15	12	0,34	15	0,24	20	0,29	20
	-0,08	50	0,35	11	0,18	80	0,34	40
	-0,41	12	0,50	16	0,45	20	0,63	19
	-0,32	15	0,87	4	0,91	6	1,05	5
	-0,21	30	1,06	6	1,13	7	1,31	6
	-0,22	16	1,06	12	1,05	16	1,29	14
2,89	0,48	6	2,03	1	2,31	1	2,59	1
	0,18	6	0,33	8	0,35	6	0,35	9
	-0,05	10^3	0,29	9	0,32	16	0,29	13
	-0,35	5	0,36	9	0,44	15	0,45	14
	-0,24	5	0,67	2	0,77	4	0,84	3
	-0,16	7	0,80	3	0,95	5	1,00	5
	-0,15	8	0,81	3	0,98	7	1,00	5
3,66	0,35	2	1,58	1	1,82	0	2,03	1
	0,11	6	0,29	5	0,29	11	0,30	9
	-0,04	0	0,27	8	0,28	16	0,27	5
	-0,41	2	0,27	6	0,31	11	0,30	2
	-0,36	2	0,51	2	0,59	3	0,62	0
	-0,31	6	0,53	4	0,63	2	0,64	2
	-0,27	10	0,65	7	0,74	1	0,79	3

b) L_E = 100 mm

x_n (cm)	0	4,4	9,6	19	21	25	35
DERIVE DES ZEROS mb	0	-1	-1	-1	-1	-2	-3

$\bar{U}_L$ m/s \ $\bar{U}_{G,a}$ m/s	0		4,26		5,11		5,96	
	$\bar{p}(o)_* - \bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_* - \bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_* - \bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_* - \bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$
2,12	0,56	1	2,647	1	2,988	1	3,267	0
	0,106	6	0,005	90	0,009	32	0,094	10^2
	0,244	3	0,021	0	0,017	18	0,174	15
	0,001	10^2	0,023	20	0,021	20	0,204	12
	0	10^3	0,999	2	1,006	2	1,122	3
	0,001	10^2	1,193	3	1,322	4	1,399	4
	-0,003	10^2	1,377	7	1,588	6	1,722	4
2,89	0,493	3	2,177	0	2,500	1	2,774	2
	-0,003	70	0,004	30	0,006	30	0,004	10^2
	+0,177	5	0,010	13	0,011	0	0,110	0
	-0,007	13	0,016	30	0,018	18	0,020	19
	-0,106	6	0,773	3	0,877	1	0,993	4
	-0,009	17	0,911	4	1,002	3	1,112	4
	-0,111	19	1,103	9	1,117	4	1,331	3
3,66	0,445	1	1,807	1	2,093	1	2,311	1
	-0,004	11	0,007	18	0,009	19	0,008	20
	-0,111	11	0,111	50	0,009	50	0,007	0
	-0,114	13	0,114	20	0,114	20	0,117	7
	-0,186	6	0,663	2	0,771	2	0,777	0
	-0,177	17	0,771	4	0,881	2	0,899	1
	-0,177	13	0,844	7	0,945	5	1,007	2

a) L_E = 200 mm

x_n (cm)	0	4,4	9,6	19	21	25	35
DERIVE DES ZEROS mb	+5	-8	+4	-1	+4	+3	0

$\bar{U}_L$ m/s \ $\bar{U}_{G,a}$ m/s	0		4,26		5,11		5,96	
	$\bar{p}(o)_* - \bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_* - \bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_* - \bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$	$\bar{p}(o)_* - \bar{p}(n)]_*$	$\frac{\sigma}{m}$
2,12	0,346	6	2,288	1	2,677	1	2,900	2
	-0,106	20	0,006	60	0,013	30	0,001	10^3
	+0,001	10^3	0,024	6	0,035	7	0,021	30
	-0,046	11	0,354	10	0,488	10	0,555	3
	-0,335	15	0,774	2	0,990	2	0,988	3
	-0,255	30	0,818	3	0,999	4	1,111	4
	-0,275	50	0,855	6	1,114	9	1,222	3
2,89	0,333	2	2,111	1	2,307	1	2,566	1
	-0,001	80	0,025	15	0,017	25	0,020	16
	-0,006	25	0,032	12	0,029	6	0,029	8
	-0,488	2	0,034	12	0,039	7	0,043	5
	-0,402	2	0,669	2	0,733	3	0,881	2
	-0,333	3	0,733	2	0,800	3	0,899	3
	-0,311	4	0,887	2	0,990	3	1,002	2
3,66	0,331	3	1,655	1	1,888	1	2,095	1
	0,001	80	0,021	4	0,019	18	0,023	15
	0,004	0	0,266	15	0,288	15	0,255	9
	-0,486	3	0,266	16	0,300	16	0,346	9
	-0,482	2	0,552	4	0,600	3	0,666	2
	-0,333	3	0,566	7	0,655	5	0,771	3
	-0,300	4	0,677	8	0,788	6	0,883	5

b) L_E = 100 mm

x_n (cm)	0	4,4	9,6	19	21	25	35
DERIVE DES ZEROS mb	+1	-9	-1	-3	-3	-3	-6

Configuration C V E 1000 500 $\quad$ d = 3 mm S.V

Table n°5.2.c_ Pression en tête et variations de pression adimensionnelles, dispersion des résultats (%)

$\bar{U}_{G,a}$ m/s		4,26			5,11			5,96		
x cm	Y cm \ $\bar{U}_L$ m/s	2,12	2,89	3,67	2,12	2,89	3,67	2,12	2,89	3,67
6,2	0,1	0	246 *	192 **	38	259 *	207 **	87	255 *	212 *
	0,2	0	111	71	12	104	69	87	110	86
	0,4	10	0	0	7	0	4	7	0	3
	0,6	0	0	1	0	0	1	0	0	1
	0,8	0	0	4	0	0	4	0	0	5
	1,0	2	5	24	1	5	24	2	4	24
	1,2	0	26	170	2	23	162	4	27	162
12,3	0,3	103	65	vibrations	108	61	vibrations	105	56	vibrations
	0,5	29	12		30	11		26	11	
	0,7	3	2		3	2		2	1	
	0,9	3	2		2	2		2	2	
	1,1	10	6		8	6		8	6	
	1,3	22	16		19	15		22	16	
	1,5	38	35		34	34		41	34	
	1,7	50	51		51	49		53	50	
18,4	0,3	255	193	87	386	186	109	435	203	vibrations
	0,5	198	174	68	282	165	83	306	167	
	0,7	116	87	40	176	91	43	185	77	
	0,9	37	23	19	50	24	19	58	22	
	1,1	5	7	10	7	10	11	7	10	
	1,3	11	26	27	16	33	33	19	39	
	1,5	48	85	75	67	103	93	81	108	
	1,7	127	173	130	159	204	162	193	224	
	1,9	207	285	221	247	308	240	295	329	
	2,1	274	398	272	328	423	308	412	435	

CV E 1000 500 S.V L_E = 200 mm poreux

* z = 1,5 cm ** z = 2,5 cm

x = 6,2 cm : T_{air} = 12°C ; $15,2 \leq T_{eau} \leq 18,8$

x = 12,3 cm : T_{air} = 14,4°C ; $22,6 \leq T_{eau} \leq 24,4$

x = 18,4 cm : $14,8 \leq T_{air} \leq 15,6$°C ; $24,8 \leq T_{eau} \leq 28,4$

Table n°5.3.a_Taux de vide (‰)

$\bar{U}_{G,a}$ m/s		4,26			5,11			5,96		
x cm	Y cm \ $\bar{U}_L$ m/s	2,12	2,89	3,67	2,12	2,89	3,67	2,12	2,89	3,67
6,2	0,3	289	180	188	299	217	137	320	223	203
	0,4	265	129	139	293	171	134	299	173	168
	0,6	123	89	73	129	89	61	135	93	89
	0,8	51	55	44	52	50	48	52	49	45
	1,0	68	53	36	71	41	47	47	38	34
	1,2	96	75	55	84	80	65	68	71	50
	1,4	110	120	107	109	117	132	97	116	90
12,3	0,3	498	395	459	495	393	464	444	398	433
	0,5	462	365	427	451	376	418	391	383	412
	0,7	340	295	362	346	314	358	340	312	350
	0,9	193	209	290	210	229	286	223	241	280
	1,1	149	168	223	169	176	221	177	199	225
	1,3	144	167	207	186	174	212	214	196	216
	1,5	224	191	214	273	212	224	296	231	229
	1,7	293	232	228	381	265	245	378	286	227
18,4	0,3	747	546	494	759	527	507	773	619	535
	0,5	729	589	529	710	596	540	734	620	544
	0,7	679	563	527	633	561	548	652	581	555
	0,9	552	488	469	498	496	490	536	503	504
	1,1	403	380	393	408	399	405	407	406	411
	1,3	323	313	343	378	334	345	368	349	353
	1,5	364	313	352	419	327	357	420	345	361
	1,7	443	369	399	503	377	426	493	374	400
	1,9	546	430	462	607	427	475	598	414	458
	2,1	655	503	497	705	479	504	710	449	484

CV E 1000 500 S.V L_E = 200 mm d = 0,8 mm

x = 6,2 cm : $12,2 \leq T_{air} \leq 13,2°C$; $21 \leq T_{eau} \leq 24,2$ °C
x = 12,3 cm : $13,8 \leq T_{air} \leq 14,8°C$; $24,4 \leq T_{eau} \leq 28$ °C
x = 18,4 cm : $14 \leq T_{air} \leq 14,8°C$; $19 \leq T_{eau} \leq 23,2°C$

Table n°5.3.b–Taux de vide (‰)

$\bar{U}_{G,a}$ m/s		4,26			5,11			5,96		
x cm	Y cm \ $\bar{U}_L$ m/s	2,12	2,89	3,67	2,12	2,89	3,67	2,12	2,89	3,67
6,2	0,3	4	2	1	2	2	1	3	3	1
	0,4	6	5	6	7	6	6	8	9	5
	0,6	25	21	28	23	26	28	24	28	27
	0,8	49	47	67	53	49	70	53	49	63
	1,0	113	90	111	114	98	115	112	92	111
	1,2	182	201	220	214	216	200	204	209	206
	1,4	310	347	349	299	377	322	301	337	307
12,3	0,4	161	114	114	155	119	86	133	105	113
	0,5	175	121	129	159	131	98	138	114	121
	0,7	173	141	164	159	164	123	149	148	169
	0,9	202	191	221	167	221	175	157	227	223
	1,1	256	246	290	225	257	290	203	282	281
	1,3	294	284	357	289	372	347	271	378	343
	1,5	371	407	422	440	484	414	311	485	413
	1,7	506	511	415	511	417	402	469	367	415
18,4	0,4	236	131	220	322	234	279	411	349	282
	0,6	228	149	200	247	273	217	327	264	243
	0,8	193	149	162	227	197	172	235	206	209
	1,0	237	219	177	213	206	171	236	205	229
	1,2	315	246	215	245	226	233	279	225	256
	1,4	344	304	314	326	292	283	334	311	339
	1,6	378	364	440	376	385	413	413	366	429
	1,8	467	456	503	409	463	485	436	433	483
	2,0	497	542	563	426	499	504	482	483	531

CV E 1000 500 S.V L_E = 200 mm d = 3 mm

x = 6,2 cm : $15 \leqslant T_{air} \leqslant 23°C$; $19,6 \leqslant T_{eau} \leqslant 23,2°C$
x = 12,3 cm : $13,2 \leqslant T_{air} \leqslant 25,4°C$; $20,8 \leqslant T_{eau} \leqslant 24,4°C$
x = 18,4 cm : $T_{air} = 15°C$; $17,4 \leqslant T_{eau} \leqslant 22,6°C$

Table n°5.3.c - Taux de vide (‰)

$\bar{U}_{G,a}$ m/s		4,26			5,11			5,96		
x cm	Y cm \ $\bar{U}_L$ m/s	2,12	2,89	3,67	2,12	2,89	3,67	2,12	2,89	3,67
6,2	0,1	3 6 4	0	0	4 1 6	1 4 1	0	4 5 1	1 9 7	1 9
	0,3	4 8	0	0	4 6	8	0	4 9	1 4	0
	0,5	1	0	0	0	0	0	0	0	0
	0,7	0	4	1 4	0	3	1 1	0	2	1 0
	0,9	6 5	3 6 4	6 2 3	7 6	3 0 0	5 8 9	8 4	2 3 5	5 7 8
	1,1	8 7 7	6 8 4	6 2 4	8 9 9	7 4 8	6 3 8	9 2 0	7 9 4	6 8 7
	1,3	8 4 5	6 6 2	6 4 2	8 6 6	7 0 8	6 6 1	9 1 0	7 4 7	6 9 9
	1,5	9 2 9	6 5 1	6 2 3	9 1 2	6 9 3	5 9 6	9 5 0	7 1 5	6 2 0
	1,7	8 3 8	6 4 3	6 0 7	8 4 2	6 5 4	5 5 3	8 7 6	6 5 5	5 8 3
12,3	0,1	8 2 3	9 1 0	* 7 3 1	9 1 9	9 5 7	* 7 9 1	9 6 6	* 8 8 8	* 8 2 1
	0,3	9 1 7	8 9 2	5 7 4	9 2 6	7 1 8	6 1 2	9 4 6	6 8 2	6 3 8
	0,5	7 9 5	6 8 4	4 1 2	8 2 2	7 1 8	4 4 6	8 1 1	4 6 0	4 6 3
	0,7	4 6 1	4 0 0	2 1 4	5 0 9	4 3 7	2 4 5	5 6 7	2 3 5	2 6 8
	0,9	1 7 7	1 3 6	4 6	2 1 9	1 7 2	5 9	2 8 6	5 7	7 5
	1,1	4 5	1 8	1 8	7 8	2 2	8	1 2 0	7	7
	1,3	2 8 8	5 2 4	7 7 2	3 0 0	3 4 8	6 8 0	2 8 9	2 3 1	5 0 7
	1,5	9 3 3	9 1 4	8 1 8	8 4 8	9 4 1	8 7 2	7 3 0	8 8 1	8 5 8
	1,7	9 4 0	9 6 1	8 6 3	9 3 1	9 7 3	9 0 2	9 1 6	8 6 5	8 7 8
	1,9	9 4 6	9 4 1	9 3 1	9 3 4	9 8 5	9 2 1	9 3 3	8 7 5	9 0 0
18,4	0,1	* 9 2 2	* 9 2 7	* 8 6 1	* 8 3 5	* 9 4 4	* 8 7 7	* 7 2 8	* 9 4 3	* 8 8 4
	0,3	8 2 8	9 3 1	8 8 6	7 7 8	9 4 0	9 0 1	7 3 1	9 4 4	9 1 3
	0,5	6 8 8	8 3 0	7 8 2	7 1 1	8 6 8	8 2 2	7 1 8	8 6 9	8 4 2
	0,7	5 3 3	3 6 2	4 1 7	6 3 8	4 6 8	5 1 5	6 9 9	5 6 6	5 5 1
	0,9	3 4 9	6 9	1 5 7	5 2 2	1 1 8	2 0 1	6 6 0	2 1 8	2 3 5
	1,1	1 4 2	5 8	8 9	3 3 8	6 2	1 0 6	5 7 5	1 0 5	1 1 5
	1,3	1 6 7	1 3 0	1 6 7	2 5 1	1 2 5	1 5 5	4 5 9	1 2 9	1 4 7
	1,5	2 5 3	3 0 8	4 4 3	3 1 8	2 7 1	3 3 9	4 3 9	2 4 7	3 0 4
	1,7	4 1 7	6 1 5	7 9 6	4 2 8	5 7 5	6 9 3	4 5 2	4 6 4	6 2 2
	1,9	6 4 5	8 8 2	9 4 2	5 6 5	8 5 4	8 7 8	5 1 7	7 5 9	8 5 8

CV E 1000 500 S.V L_E = 100 mm poreux

* z = 1,5 cm

x = 6,2 cm : θ_{air} = 11,5 °C ; 19 ≤ θ_{eau} ≤ 22,4 °C

x = 12,3 cm : θ_{air} = 14,2 °C ; 17,6 ≤ θ_{eau} ≤ 22,2 °C

x = 18,4 cm : θ_{air} = 11 °C ; 20 ≤ θ_{eau} ≤ 23 °C

Table n°5.3.d_Taux de vide (‰)

$\bar{U}_{G,a}$ m/s		4,26			5,11			5,96		
x cm	Y cm \ $\bar{U}_L$ m/s	2,12	2,89	3,67	2,12	2,89	3,67	2,12	2,89	3,67
6,2	0,2	193	170	141	284	192	167	334	213	192
	0,4	32	31	24	69	39	25	116	51	32
	0,6	1	2	3	1	2	4	19	3	5
	0,8	99	13	16	9	12	14	15	15	14
	1,0	107	67	65	126	65	64	188	75	64
	1,2	796	406	289	659	428	265	554	402	262
	1,4	965	845	839	882	830	820	828	829	816
	1,6	929	876	834	878	819	823	843	846	883
12,3	0,2	661	706	606	825	721	644	846	764	691
	0,4	770	902	851	832	900	864	810	954	864
	0,6	516	805	928	642	759	908	666	857	911
	0,8	266	459	774	427	450	771	451	583	785
	1,0	133	155	313	245	184	322	238	257	358
	1,2	103	68	95	149	86	97	169	142	102
	1,4	307	145	108	248	126	99	288	123	95
	1,6	763	482	256	492	401	245	431	340	228
	1,8	946	870	716	683	830	670	590	797	686
	2,0	982	951	941	839	949	941	731	927	930
18,4	0,1	750	707	vibrations	789	819	vibrations	vibrations	vibrations	vibrations
	0,3	660	782		748	829				
	0,5	433	563		567	629				
	0,7	235	286		394	411				
	0,9	178	152		296	218				
	1,1	247	184		292	192				
	1,3	459	368		426	324				
	1,5	699	657		624	582				
	1,7	904	900		799	861				
	1,9	972	976		920	970				

CV E 1000 500 S.V L_E = 100 mm d = 0,8 mm

x = 6,2 cm : T_{air} = 13°C ; 19,8 ≤ T_{eau} ≤ 23,8 °C
x = 12,3 cm : T_{air} = 16°C ; 23,8 ≤ T_{eau} ≤ 27°C
x = 18,4 cm : T_{air} = 13,6 °C ; 19 ≤ T_{eau} ≤ 21,8 °C

Table n°5.3.e_Taux de vide (‰)

$\bar{U}_{G,a}$ m/s		4,26			5,11			5,96		
x cm	Y cm \ $\bar{U}_L$ m/s	2,12	2,89	3,67	2,12	2,89	3,67	2,12	2,89	3,67
6,2	0,2	418	129	81	346	148	83	354	155	88
	0,4	81	22	20	83	32	22	86	42	25
	0,6	2	4	9	2	4	8	11	4	10
	0,8	13	26	37	19	22	35	46	22	32
	1,0	82	112	152	81	100	143	125	101	127
	1,2	349	367	393	344	336	392	325	324	387
	1,4	708	670	610	701	632	612	674	628	624
	1,6	760	723	648	735	690	645	697	687	655
12,3	0,1	693	459	286	740	525	326	782	561	353
	0,3	569	490	347	637	533	379	650	584	410
	0,5	364	326	253	432	356	279	459	388	296
	0,7	152	147	137	189	163	156	223	175	164
	0,9	80	78	126	83	77	113	94	78	107
	1,1	149	162	234	140	136	189	139	123	167
	1,3	340	363	414	316	320	366	316	299	352
	1,5	582	626	602	567	596	583	554	567	582
	1,7	755	780	720	751	778	723	740	752	731
	1,9	833	849	792	827	855	798	823	839	825
18,4	0,2	591	560	325	642	583	363	664	629	391
	0,4	426	438	399	502	439	452	529	505	487
	0,6	282	271	344	333	286	412	413	332	438
	0,8	286	177	263	323	198	304	369	223	317
	1,0	393	243	191	406	261	209	426	252	222
	1,2	547	430	274	518	448	244	524	415	235
	1,4	694	657	456	701	626	406	654	636	388
	1,6	774	794	657	773	780	626	744	784	606
	1,8	815	866	778	804	867	782	797	801	777
	2,0	731	831	844	752	829	850	743	838	857

C V E 1000 500 S.V L_E = 100 mm d = 3 mm

x = 6,2 cm : T_{air} = 16°C ; 17,4 ≤ T_{eau} ≤ 20,6 °C
x = 12,3 cm : T_{air} = 15°C ; 23,8 ≤ T_{eau} ≤ 26,8 °C
x = 18,4 cm : T_{air} = 12°C ; 23 ≤ T_{eau} ≤ 24,8 °C

Table n°5.3.f-Taux de vide (‰)

$\bar{U}_{G,a}$ m/s		4,26			5,11			5,96		
x cm	Y cm \ $\bar{U}_L$ m/s	2,12	2,89	3,67	2,12	2,89	3,67	2,12	2,89	3,67
6,2				non effectuée						
12,3	0,3	?	6,53	vibrations	4,96	6,68	vibrations	5,04	6,68	vibrations
	0,5		7,01		5,04	6,84		5,04	6,84	
	0,7	4,49						5,04		
	0,9	4,49								
	1,1	4,49	6,53		4,96	6,53		4,56	6,53	
	1,3	4,42	6,39		4,49	6,39		4,42	6,53	
	1,5	4,23	6,11		4,29	6,11		4,17	5,99	
	1,7	3,64	5,64		?	5,64		3,78	5,64	
18,4	0,3	3,30	4,49	?	3,12	4,56	?	3,09	4,71	?
	0,5	3,68	4,96		3,68	5,23		3,59	5,04	
	0,7	4,05	5,23		4,11	5,42		3,99	5,42	
	0,9	4,11	5,42		4,23	5,53		4,17	5,53	
	1,1	3,99	5,23		4,17	5,53		4,17	5,64	
	1,3	3,83	5,23		3,99	5,23		4,17	5,32	
	1,5	3,83	4,96		3,83	5,13		3,94	5,23	
	1,7	3,50	4,49		3,68	4,71		3,78	4,71	
	1,9	3,27	4,17		3,34	4,35		3,59	4,35	
	2,1	2,76	3,68		2,96	4,42		3,27	3,94	

CV E 1000 500 S.V L_E = 200 mm poreux

$x = 12,3$ cm : $T_{air} = 14,4°C$; $22,6 \leq T_{eau} \leq 24,4°C$
$x = 18,4$ cm : $14,8 \leq T_{air} \leq 15,6°C$; $24,8 \leq T_{eau} \leq 28,4°C$

Table n°5.4.a - Vitesses d'interface (m/s)

$\bar{U}_{G,a}$ m/s		4,26			5,11			5,96		
x cm	Y cm \ $\bar{U}_L$ m/s	2,12	2,89	3,67	2,12	2,89	3,67	2,12	2,89	3,67
6,2	0,3	4,29	6,39	8,58	4,49	6,32	?	4,42	6,46	7,87
	0,4	4,05	6,60	8,45	4,56	6,53		4,79	6,46	8,58
	0,6	4,35	7,18	5,12	5,13	6,93	8,84	5,04	6,84	8,98
	0,8	5,42	7,56	9,27	5,23	7,37	8,98	5,64	7,56	9,12
	1,0	6,11	7,56	9,12	5,42	7,56	8,98	5,32	7,56	8,98
	1,2	5,42	7,56	8,98	5,23	7,46	9,27	5,32	7,37	8,98
	1,4	4,17	7,18	8,98	4,79	7,01	9,12	4,87	7,01	9,12
12,3	0,3	4,23	5,53	6,84	4,49	5,32	7,37	4,29	5,53	7,46
	0,5	4,42	5,64	7,56	4,42	5,87	7,46	4,42	5,87	7,46
	0,7	4,42	5,87	7,66	4,42	5,87	7,46	4,42	5,99	7,77
	0,9	4,35	5,99	7,66	4,42	5,99	7,77	4,35	6,11	7,77
	1,1	4,23	5,99	7,66	4,29	5,99	7,56	4,17	5,87	7,56
	1,3	4,11	5,87	7,56	4,05	5,87	7,56	4,11	5,87	7,56
	1,5	3,68	5,64	7,46	3,73	5,53	7,46	?	5,32	7,37
	1,7	3,30	5,04	7,28	3,19	?	7,37	3,16	5,13	7,18
18,4	0,3	3,78	5,23	7,28	3,73	5,42	6,84	3,73	5,32	6,60
	0,5	3,73	5,64	7,37	3,94	6,25	7,37	3,94	5,87	7,10
	0,7	4,17	6,25	7,56	4,23	6,53	7,56	4,23	6,25	7,47
	0,9	4,35	6,25	7,77	4,23	6,39	7,87	4,35	6,39	7,66
	1,1	4,35	6,25	7,87	4,35	6,39	7,87	4,35	6,39	7,87
	1,3	4,29	6,25	7,87	4,23	6,25	7,87	4,23	6,39	7,98
	1,5	4,11	5,99	7,66	3,94	6,11	7,77	4,11	6,25	7,77
	1,7	3,83	5,87	7,37	3,73	5,87	7,56	3,88	5,99	7,66
	1,9	3,42	5,42	7,18	3,59	5,53	7,28	3,59	5,53	7,28
	2,1	3,06	4,64	6,60	3,16	5,04	6,67	3,23	5,04	6,93

CV E 1000 500 S.V L_E = 200 mm d = 0,8 mm

x = 6,2 cm : $12,2 \leq T_{air} \leq 13,2$ °C ; $21 \leq T_{eau} \leq 24,2$ °C
x = 12,3 cm : $13,8 \leq T_{air} \leq 14,8$ °C ; $24,4 \leq T_{eau} \leq 28$ °C
x = 18,4 cm : $14 \leq T_{air} \leq 14,8$ °C ; $19 \leq T_{eau} \leq 23,2$ °C

Table n°5.4.b – Vitesses d'interface (m/s)

$\bar{U}_{G,a}$ m/s		4,26			5,11			5,96		
x cm	$\bar{U}_L$ m/s / Y cm	2,12	2,89	3,67	2,12	2,89	3,67	2,12	2,89	3,67
6,2	0,3									
	0,4	5,1 3	6,5 3	8,7 1	5,2 3	6,5 3	8,4 5		6,5 3	
	0,6	5,1 3	6,5 3	8,7 1	5,2 3	6,8 4	8,4 5	5,3 2	6,5 3	8,4 5
	0,8	5,1 3	6,5 3	8,7 1	5,2 3	6,8 4	8,8 4	5,1 3	6,6 8	8,7 1
	1,0	5,2 3	6,6 8	8,7 1	5,1 3	6,3 9	9,9 1	5,1 3	6,8 4	8,7 1
	1,2	5,1 3	6,5 3	8,7 1	5,1 3	6,6 8	9,5 8	5,1 3	6,6 8	8,5 8
	1,4	4,6 4	6,5 3	8,2 1	4,7 1	6,6 8	7,2 7	4,6 4	6,5 3	7,8 7
12,3	0,4	3,5 9	5,2 3	6,6 8	3,7 8	5,2 3	6,6 8	3,7 8	5,3 2	7,0 1
	0,5	3,8 3	5,2 3	6,8 4	3,8 8	5,3 2	6,6 8	3,7 8	5,4 2	7,0 1
	0,7	3,9 9	5,4 2	7,0 1	3,8 8	5,5 3	6,8 4	3,8 3	5,4 2	7,0 1
	0,9	4,0 5	5,4 2	7,0 1	3,8 3	5,5 3	7,0 1	3,8 3	5,5 3	7,1 8
	1,1	3,9 9	5,3 2	6,8 4	3,8 3	5,4 2	7,0 1	3,8 3	5,5 3	7,0 1
	1,3	3,8 8	5,3 2	6,8 4	3,8 3	5,3 2	6,8 4	3,8 8	5,4 2	6,8 4
	1,5	3,8 3	5,1 3	6,2 5	3,8 3	5,3 2	6,5 3	3,6 8	5,2 3	6,5 3
	1,7	3,7 8	4,9 6	5,9 9	3,5 9	4,9 6	6,2 5	3,6 8	4,9 6	6,2 5
18,4	0,4	3,6 8	5,2 3	6,6 8	3,6 4	5,3 2	6,5 3	3,5 5	5,1 3	6,6 8
	0,6	3,8 8	5,5 3	6,8 4	3,8 3	5,4 2	7,1 8	3,7 8	5,4 2	7,1 8
	0,8	4,1 1	5,8 7	7,1 8	3,8 8	5,6 4	7,1 8	3,8 8	5,4 2	7,4 6
	1,0	4,1 7	5,6 4	7,1 8	4,2 9	5,7 5		4,0 5	5,7 5	7,4 6
	1,2	4,1 7	5,5 3	7,5 6	4,2 9	5,7 5	?	4,1 1	5,8 7	7,4 6
	1,4	4,1 7	5,5 3	7,3 7	4,2 9	5,8 7		4,1 1	5,8 7	7,4 6
	1,6	4,2 9	5,5 3	7,0 1	3,9 9	5,7 5	7,3 7	3,9 4	5,6 4	7,2 8
	1,8	4,1 1	5,3 2	6,6 8	3,8 3	5,5 3	7,1 8	3,8 8	5,5 3	7,0 1
	2,0	3,7 8	4,9 6	6,1 1	3,7 8	5,1 3	6,6 0	3,7 3	5,1 3	6,5 3

CV E 1000 500 S.V L_E = 200 mm d = 3 mm

$x = 6,2$ cm : $15 \leq T_{air} \leq 23°C$; $19,6 \leq T_{eau} \leq 23°C$
$x = 12,3$ cm : $13,2 \leq T_{air} \leq 25,4°C$; $20,8 \leq T_{eau} \leq 24,4°C$
$x = 18,4$ cm : $T_{air} = 15°C$; $17,4 \leq T_{eau} \leq 22,6°C$

Table n°5.4.c – Vitesses d'interface (m/s)

x \ z / y	0	0,5	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5
6,2	10	111	114	83	46	45	64	87	107	90	46	83
12,3	7	169	109	86	76	73	78	84	98	111	90	83
18,4	16	429	450	419	394	324	330	411	469	510	433	387

a) Taux de vide (‰)

x \ z / y	0	0,5	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5
6,2	10	8,71	8,58	8,71	8,84	8,84	8,84	8,84	8,58	8,71	8,33	8,71
12,3	7	7,01	7,77	7,77	7,77	7,98	7,98	7,77	7,18	7,18	6,84	6,68
18,4	16	7,28	7,46	7,37	7,37	7,56	7,56	7,37	7,37	7,28	7,46	7,46

b) Vitesses d'interface (m / s)

CVE 1000 500 S.V. L_E = 200 mm d = 3 mm

références : 11274 , 12274 , 14274

x , y , z , en cm

$\overline{U}_{G,a}$ = 5,5 m / s $\overline{U}_L$ = 3,66 m / s

Table n° 5.5 _ Mesures locales dans un plan horizontal

L_E cm	d mm / $\overline{U}_L$ \ $\overline{U}_{G,a}$	Poreux 4,26	Poreux 5,11	Poreux 5,96	0,8 4,26	0,8 5,11	0,8 5,96	3 4,26	3 5,11	3 5,96
20	2,12	0 5 1 4 8	0 6 2 1 0	0 6 2 4 7	1 5 1 3 1 9 5 7 3	1 4 9 3 5 2 6 0 7	1 5 5 3 4 3 6 1 2	1 1 7 2 8 3 3 3 0	1 2 2 2 2 0 3 4 1	1 3 9 2 4 5 3 9 3
	2,89	5 * 4 ** 170	4 * 4 ** 177	5 * 4 ** 181	1 1 7 2 8 3 4 7 0	1 3 1 2 8 8 4 5 5	1 2 4 3 1 2 4 5 9	1 3 8 2 4 5 2 9 0	1 2 5 2 6 0 3 4 1	1 4 5 2 6 5 3 9 7
	3,66	1 3 1 1 1	1 4 1 2 4	1 4 —	1 2 8 3 2 8 4 4 6	1 0 8 3 3 4 4 6 8	1 1 2 3 1 2 4 7 4	1 3 8 2 6 0 3 4 3	1 2 4 2 4 0 3 4 3	1 3 0 2 4 0 3 7 1
10	2,12	4 7 5 6 7 4 5 6 3	4 9 7 6 9 6 5 9 1	5 0 5 7 0 2 6 1 0	4 4 2 6 0 6 6 1 8	4 2 7 6 0 4 6 5 5	4 4 2 5 7 5	3 7 9 5 4 4 5 8 9	3 6 1 5 4 2 4 3 9	3 5 6 5 5 0 6 2 4
	2,89	3 3 6 6 6 7 5 7 1	3 6 4 6 6 7 5 5 4	3 6 6 * 5 2 0 5 6 5	3 6 6 5 9 5 6 3 2	3 5 9 5 8 9 6 5 3	3 6 4 6 1 4	3 0 8 4 9 9 5 5 4	2 9 0 5 3 0 5 6 1	2 9 5 5 3 0 5 8 5
	3,66	3 6 4 * 595 6 1 6	3 4 1 * 6 1 8 6 1 0	3 6 4 * 6 0 8 5 8 7	3 3 6 5 9 5	5 9 8 5 6 7	3 7 1 5 9 3	2 9 0 4 6 8 5 2 0	2 8 3 4 7 6 5 3 8	2 8 8 4 8 7 5 3 4

CV E 1000 500 S.V

z = 1,5 cm *
2,5 **

Table n°5.6_ Taux de vide moyen (‰) x = 6,2 cm ; 12,3 cm ; 18,4 cm

	$\bar{U}_{G,a}$ m/s	4,26	5,62	6,48	6,48	6,48
	Y cm \ $\bar{U}_L$ m/s	2,12	2,12	2,12	2,46	2,9
CV E 1000 500 d=3mm L_E = 20cm	0,2	581	581	587	543	497
	0,4	782	771	776	755	707
	0,6	825	824	838	811	781
	0,8	828	835	848	835	800
	1,0	811	827	848	826	808
	1,2	782	813	834	815	797
	1,4	721	780	810	791	772
	1,6	674	728	758	741	725
	1,8	527	632	676	655	645
	2,0	364	480	523	515	505
	2,2	200	260	298	302	320
CV E 1000 500 d=0,8mm L_E = 20cm	0,2	615	639	625	595	574
	0,4	816	824	827	799	789
	0,6	863	867	875	857	846
	0,8	869	879	876	869	859
	1,0	863	878	875	868	864
	1,2	849	868	869	862	848
	1,4	812	851	856	849	831
	1,6	749	812	830	808	786
	1,8	638	736	763	745	709
	2,0	453	566	620	591	553
	2,2	253	308	368	345	343
CV E 1000 500 poreux L_E = 20cm	0,2	718	714	709	670	618
	0,4	858	871	871	847	806
	0,6	873	880	889	870	849
	0,8	867	881	889	872	859
	1,0	853	867	875	861	853
	1,2	837	849	862	850	842
	1,4	789	823	848	838	824
	1,6	710	771	812	803	782
	1,8	596	686	747	735	708
	2,0	421	526	593	580	552
	2,2	236	306	344	347	337

x = 55 cm , z = 0 , S.V

Table n°5.7.a – Influence des paramètres géométriques sur le taux de vide (en °/oo)

$\bar{U}_{G,a}$ m/s		4,26	5,62	6,48	6,48	6,48
Y cm \ $\bar{U}_L$ m/s		2,12	2,12	2,12	2,46	2,9
CV E 1000 500 d_i=3mm L_E = 10 cm	0,2	619	621	622	580	531
	0,4	795	819	825	793	740
	0,6	826	855	869	847	806
	0,8	818	859	874	851	809
	1,0	770	833	856	836	792
	1,2	707	795	822	797	749
	1,4	613	724	771	739	691
	1,6	495	626	682	648	610
	1,8	364	496	560	532	507
	2,0	242	337	392	382	381
	2,2	121	183	225	224	238
CV E 1000 500 d_i=0,8mm L_E = 10 cm	0,2	610	599	593	558	508
	0,4	802	803	808	769	735
	0,6	848	859	858	837	810
	0,8	847	865	865	846	829
	1,0	827	854	854	840	825
	1,2	776	825	829	816	792
	1,4	684	763	783	768	734
	1,6	561	662	700	669	646
	1,8	393	524	579	555	527
	2,0	229	345	398	383	383
	2,2	101	171	217	219	239
CV E 1000 500 poreux L_E = 10 cm	0,2	706	714	712	684	614
	0,4	847	872	881	860	816
	0,6	872	901	907	888	854
	0,8	853	901	908	885	850
	1,0	814	882	900	871	829
	1,2	759	847	878	842	789
	1,4	668	778	834	791	721
	1,6	549	685	763	707	635
	1,8	418	533	602	572	520
	2,0	271	368	452	418	399
	2,2	134	201	256	248	241

x = 55 cm , z = 0 , s.v

Table n°5.7.b_Influence des paramètres géométriques sur le taux de vide (en °/oo)

L_E mm	d \ $\overline{U_G(x)}/\overline{U_L}$	1,93	2,06	2,47	2,53	2,91
200	poreux	0,66 1,94	0,67 2,04	0,69 2,25	0,68 2,14	0,70 2,38
	0,8	0,60 1,50	0,67 2,04	0,68 2,14	0,72 2,61	0,70 2,36
	3	0,59 1,46	0,62 1,61	0,63 1,71	0,63 1,73	0,65 1,87
100	poreux	0,59 1,44	0,61 1,56	0,66 1,91	0,65 1,83	0,69 2,25
	0,8	0,55 1,23	0,59 1,43	0,59 1,46	0,61 1,56	0,62 1,61
	3	0,54 1,18	0,57 1,34	0,61 1,55	0,57 1,32	0,64 1,74

Table n°5.8 $\dfrac{<\alpha>}{1-<\alpha>}$ en x = 55 cm (déduit de la table n°5.7)

VITESSES DEBITANTES (m / s)	x cm / y cm	55	80	95	115	125	145
$\overline{U}_{G,a}$ = 4,26	0,2	648	678	635	659	577	601
	0,4	731	802	754	793	788	830
	0,6	770	849	759	820	840	859
	0,8	783	837	744	820	833	865
	1,0	781	809	708	808	816	832
	1,2	752	769	685	770	778	797
$\overline{U}_L$ = 2,12	1,4	720	693	628	713	702	724
	1,6	643	596	551	611	546	591
	1,8	560	461	416	439	383	399
	2,0	396	285	252	261	193	238
	2,2	203	127	132	126	110	132
$\overline{U}_{G,a}$ = 5,62	0,2	631	648	594	629	625	620
	0,4	771	791	800	821	801	850
	0,6	787	845	826	849	855	865
	0,8	807	851	822	863	867	888
	1,0	807	836	804	855	865	869
	1,2	785	803	775	825	837	835
$\overline{U}_L$ = 2,12	1,4	762	758	733	786	778	748
	1,6	703	675	658	693	661	651
	1,8	604	553	530	522	467	457
	2,0	491	390	351	346	281	295
	2,2	252	206	188	198	163	182

Configuration CVE 1000 500 D12 d = 0,8 mm L_E = 200 mm

a) Taux de vide (°/₀₀)

VITESSES DEBITANTES (m/s)	x cm	55	80	95	115	125	145
$\overline{U}_{G,a}$ = 4,26 $\overline{U}_L$ = 2,12		0,58	0,58	0,42	0,54	0,55	0,58
$\overline{U}_{G,a}$ = 5,62 $\overline{U}_L$ = 2,12		0,64	0,58	0,59	0,63	0,61	0,62

b) Taux de vide moyen

Table n° 6 . 1 _ Profils verticaux de taux de vide avec diaphragme

L_m	D mm / $\bar{U}_{G,a}$ / $\bar{U}_L$	12						16					
		4,26	5,11	5,97	6,81	7,66	8,52	4,26	5,11	5,97	6,81	7,66	8,52
1,8	0,96	2,6 0,1 2,37	3 0,11 2,49	3,2 0,13 2,48	3,2 0,13 2,32	3 0,14 2,05	2,9 0,15 1,89						
	1,35	3 0,17 2,15	3,3 0,19 2,38	3,5 0,2 2,32	3,8 0,21 2,36	3,9 0,23 2,31	3,2 0,24 1,80	3,2 0,11 2,48	3,5 0,11 2,48	3,4 0,12 2,23	3,4 0,15 2,10	3,2 0,15 1,86	3,5 0,17 1,94
	1,74	3,2 0,25 2,25	3,3 0,27 2,12	3,8 0,29 2,27	3,9 0,31 2,19	4,2 0,33 2,37	3,6 0,34 1,82	3,5 0,15 2,40	3,8 0,16 2,39	3,9 0,17 2,27	4,1 0,2 2,25	3,5 0,21 1,81	3,5 0,23 1,73
	2,12	3,25 0,35 2,10	3,48 0,39 2,05	3,85 0,41 2,14	4,2 0,43 2,18	4,35 0,45 2,15	4,8	3,8 0,21 2,40	4,1 0,23 2,37	4,2 0,25 2,27	4,4 0,27 2,27	4,2 0,29 2,02	4,6 0,31 2,09
1,3	0,96	3,5 0,1 2,31	3,9 0,11 2,35	4 0,12 2,23	4,2 0,13 2,20	4,2 0,14 2,07	4,4 0,15 2,07						
	1,35	4,2 0,15 2,37	4,5 0,16 2,32	4,8 0,17 2,29	4,9 0,2 2,46	4,9 0,2 2,09	5,2 0,23 2,10	3,8 0,09 2,47	3,8 0,1 1,93	4,05 0,11 1,90			
	1,74	4,5 0,22 2,27	4,8 0,24 2,23	5,2 0,26 2,23	5,2 0,28 2,10	5,5 0,3 2,09	5,8 0,33 2,10	4,35 0,13 2,15	4,6 0,14 2,07	4,8 0,16 2,02	4,9 0,19 2,18	5,5 0,2 2,05	5,05 0,22 1,79
	2,12	4,6 0,32 2,15	4,9 0,34 2,09	5,5 0,37 2,19	5,65 0,39 2,11	6,1 0,41 2,15	6,25 0,42 2,11	5,05 0,19 2,29	5,2 0,21 2,17	5,5 0,23 2,13	5,65 0,25 2,04	5,8 0,26 1,98	6,1 0,29 2,01
1,3 E'	0,96	3,75 0,08 2,45	4 0,09 2,40	3,9 0,09 2,16	3,75 0,11 1,95	3,9 0,12 1,92	4 0,14 1,87						
	1,35	4,2 0,14 2,36	4,6 0,16 2,37	4,9 0,18 2,33	5,2 0,19 2,33	5,3 0,20 2,25	5,5 0,23 2,23						
	1,74	4,3 0,22 2,17	5 0,24 2,31	5,3 0,26 2,27	5,6 0,28 2,26	5,75 0,3 2,20	5,9 0,32 2,15						
	2,12	4,8 0,32 2,25	5,3 0,35 2,27	5,6 0,38 2,23	5,9 0,39 2,21	6,2 0,42 2,20	6,3 0,44 2,12						
0,8	0,96	5,8 0,08 2,33	6,25 0,1 2,30	6,8 0,12 2,33	7,1 0,12 2,28	7,55 0,14 2,15	7,85 0,15 2,27	5,5 0,05 2,21	5,95 0,07 2,19	6,25 0,07 2,12	6,55 0,07 2,08		7,55 0,1 2,17
	1,35	7,1 0,15 2,46	7,55 0,16 2,39	7,8 0,18 2,30	8,4 0,19 2,09	8,7 0,21 2,28	9,3 0,23 2,32	6,4 0,09 2,17	7 0,1 2,19	7,55 0,11 2,19	7,85 0,12 2,13	8,3 0,14 2,13	9,15 0,16 2,25
	1,74	7,85 0,22 2,44	8,1 0,24 2,29	8,7 0,26 2,29	9,15 0,28 2,27	9,9 0,3 2,33	10,15 0,32 2,27	7,4 0,12 2,25	8 0,14 2,21	8,4 0,16 2,17	9 0,16 2,17	9,6 0,18 2,20	10,1 0,2 2,19
	2,12	8,15 0,31 2,34	8,7 0,33 2,28	9,45 0,35 2,30	10 0,38 2,29	10,6 0,4 2,30	10,9 0,42 2,27	8,7 0,17 2,42	9 0,19 2,28	9,4 0,21 2,23	10,15 0,23 2,26	10,6 0,24 2,24	11 0,26 2,21

Table n° 6.2 _ Résultats expérimentaux $\frac{N}{N_*}$ (Hz) $\overline{p}(o) - p_a$ (bar)

CONFIGURATION	$\widetilde{N_*}$	$\frac{\widetilde{[(N_* - \widetilde{N_*})^2]}^{1/2}}{\widetilde{N_*}}$
CVE 1000 500 D 12	2,20	0,08
CVE 1000 500 D 16	2,18	0,09
CVE 1000 D 12	2,20	0,05
CVE' 1000 D 12	2,22	0,06
CVE 1000 D 16	2,08	0,08
CVE 500 D12	2,30	0,03
CVE 500 D 16	2,20	0,03
RECAPITULATION	2,21	0,07

Table n° 6 _ 3 _ Analyse statistique des résultats